Национальная Академия наук Беларуси Министерство образования Республики Беларусь Институт физики имени Б.И.Степанова НАН Беларуси Гродненский государственный университет им. Я.Купалы Белорусский республиканский фонд фундаментальных исследований

Белорусское физическое общество Научно-техническая ассоциация «Оптика и лазеры»

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ VIII МЕЖДУНАРОДНОЙ НАУЧНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ

«ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И ОПТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ»

27-30 СЕНТЯБРЯ 2010

МИНСК

50-ЛЕТИЮ СОЗДАНИЯ ЛАЗЕРОВ ПОСВЯЩАЕТСЯ

Том 1

«Лазерная физика и оптические технологии», VIII Международная конференция (2010; Минск). VIII Международная научная конференция «Лазерная физика и оптические технологии», 27-30 сентября 2010 г. [Текст] : [сб. науч. тр. конф. в 2 томах]/ под ред. В.А. Орловича, В.В. Филиппова, В.Н. Белого, В.А. Длугуновича, Н.В. Кулешова, В.Ю. Плавского, Г.И. Рябцева, Г.П. Яблонского, С.Г. Русова. – Минск: 2010. – Т. 1. – 370 с., - В надзаг. Национальная Академия наук Беларуси, Министерство образования Республики Беларусь, Институт физики имени Б.И.Степанова НАН Беларуси, Гродненский государственный университет им. Я.Купалы, Белорусский республиканский фонд фундаментальных исследований, Белорусское физическое общество, Научнотехническая ассоциация «Оптика и лазеры». – 110 экз.

Издание представляет собой сборник статей по докладам, представленным на VIII Международной научной конференции «Лазерная физика и оптические технологии», организованной Институтом физики имени Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси и прошедшей с 27 по 30 сентября 2010 г. в г. Минске. Доклады посвящены современным интенсивно развиваемым разделам физики: лазерная физика; физическая и нелинейная оптика; физика наноструктур; оптические приборы, материалы и технологии; лазеры в биологии и медицине.

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

Председатель: В.В. Кабанов, Минск, ИФ НАН Беларуси

Н.С. Казак, Минск, ИФ НАН Беларуси (сопредседатель)

В.А. Орлович, Минск, ИФ НАН Беларуси (сопредседателя)

В.В. Филиппов, Минск, ИФ НАН Беларуси (ученый секретарь)

- С.С. Ануфрик, Гродно, ГрГУ им. Я. Купалы
- П.А. Апанасевич, Минск, ИФ НАН Беларуси
- А.А. Афанасьев, Минск, ИФ НАН Беларуси
- С.Н. Багаев, Новосибирск, ИЛФ РАН

М.В. Бельков, Минск, ИФ НАН Беларуси

В.Н. Белый, Минск, ИФ НАН Беларуси

Н.А. Борисевич, Минск, ИФ НАН Беларуси

В.С. Бураков, Минск, ИФ НАН Беларуси

А.П. Войтович, Минск, ИФ НАН Беларуси

Е.С. Воропай, Минск, БГУ

С.В. Гапоненко, Минск, ИФ НАН Беларуси

А.В. Гейниц, Москва, ГНЦ лазерной медицины

- А.М. Гончаренко, Минск, ИФ НАН Беларуси
- А.С. Грабчиков, Минск, ИФ НАН Беларуси
- А.С. Дементьев, Вильнюс, ИФ

В.А. Длугунович, Минск, ИФ НАН Беларуси

- В.Г. Дмитриев, Москва, НИИ «Полюс»
- Е.В. Ивакин, Минск, ИФ НАН Беларуси

А.В. Иванов, Москва, РОНЦ РАМН

- А.П. Иванов, Минск, ИФ НАН Беларуси
- С.В. Иванов, С.-Петербург, ФТИ им. Иоффе

А.А. Казаков, Москва, НИИ «Полюс»

- С.Я. Килин, Минск, ИФ НАН Беларуси
- В.И. Конов, Москва, ИОФ РАН

О.Н. Крохин, Москва, ФИАН

- Н.В. Кулешов, Минск, МЛЦ при БНТУ
- А.А. Мак, Санкт-Петербург, ИЛФ
- В.А. Макаров, Москва, МГУ
- А.А. Маненков, Москва, ИОФ РАН
- С.А. Маскевич, Гродно, ГрГУ им. Я. Купалы
- В.В. Машко, Минск, ИФ НАН Беларуси
- С.В. Москвин, Москва, ГНЦ лазерной медицины

В.А. Мостовников, Минск, ИФ НАН Беларуси

- С.А. Наумович, Минск, БГМУ
- В.Я. Панченко, Москва, ИПЛИТ РАН
- В.А. Пилипович, Минск, ИФ НАН Беларуси
- А. Пискарскас, Вильнюс, ВУ
- В.Ю. Плавский, Минск, ИФ НАН Беларуси
- А.Н. Рубинов, Минск, ИФ НАН Беларуси
- Г.И. Рябцев, Минск, ИФ НАН Беларуси
- Н.С. Сердюченко, Минск, 1-я клин. больница

- М.С. Соскин, Киев, ИФ НАН Украины
- В.С. Улащик, Минск, Институт физиологии НАН Беларуси
- В.М. Устинов, С.-Петербург, ФТНОЦ РАН
- В.А.Толкачев, Минск, ИФ НАН Беларуси
- А.Л. Толстик, Минск, БГУ
- А.П. Шкадаревич, Минск, ГП «ЛЭМТ»
- И.А. Щербаков, Москва, ИОФ РАН
- Г.П. Яблонский, Минск, ИФ НАН Беларуси

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

В.В. Кабанов, Минск, Институт физики НАН Беларуси (председатель)

В.Ю. Плавский, Минск, Институт физики НАН Беларуси (зам. председателя)

В.В. Филиппов, Минск, Институт физики НАН Беларуси (ученый секретарь)

Я.И. Богданович, Минск, Институт физики НАН Беларуси

А.С. Грабчиков, Минск, Институт физики НАН Беларуси

В.В. Касперович, Минск, Институт физики НАН Беларуси

В.В. Комаров, Минск, Институт физики НАН Беларуси

М.Э. Кулагина, Минск, Институт физики НАН Беларуси

Г.П. Леднева, Минск, Институт физики НАН Беларуси

А.М. Лемеза, Минск, Институт физики НАН Беларуси

Е.В. Луферчик, Минск, Институт физики НАН Беларуси

Н.В. Малашенок, Минск, Институт физики НАН Беларуси

В.Н. Павловский, Минск, Институт физики НАН Беларуси

Г.И. Рапинчук, Минск, Институт физики НАН Беларуси

С.Г. Русов, Минск, Институт физики НАН Беларуси

Г.И. Рябцев, Минск, Институт физики НАН Беларуси

А.Н. Собчук, Минск, Институт физики НАН Беларуси

А.И. Третьякова, Минск, Институт физики НАН Беларуси,

Р.Г. Шуляковский, Минск, Институт физики НАН Беларуси

Е.В. Шик, Минск, Институт физики НАН Беларуси

Т.Н.Куцак, Минск, Институт физики НАН Беларуси

Секция 1. Физика и техника лазеров

УДК 535:621.373.8; 535:621.375.8 А.П. Минеев, С.М. Нефедов, П.П. Пашинин, П.А. Гончаров, В.В. Киселев

Er:YLF ЛАЗЕР С ПОПЕРЕЧНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, mineev@kapella.gpi.ru

Целью работы является исследование экспериментального образца твердотельного лазера среднего ИК диапазона с поперечной диодной накачкой на основе активного элемента Er:YLF, работающего в непрерывном и импульсно-периодическом режиме с длительностью импульсов 5 - 100 мс, частотой следования импульсов до 200 Гц, средней мощностью излучения до 3 Вт (энергия до 30 мДж). Эти исследования направлены на решение фундаментальной задачи, связанной с разработкой и созданием нового поколения компактных, недорогих ИК-лазеров в области 3 мкм с диодной накачкой, предназначенных для оптической связи, лазерных систем пеленгации, локации и навигации, лазерной медицины, биотехнологий, мониторинга окружающей среды и в других областях науки и техники [1, 2]. В настоящее время в России отсутствуют компактные лазерные излучатели 3-микронного диапазона, накачиваемые лазерными диодами.

При разработке твердотельных лазеров с диодной накачкой, помимо продольной, возможно применение поперечной схемы накачки активного элемента. Основным недостатком продольной накачки является неполное согласование возбужденного объема активной среды с объемом генерирующих мод и, как следствие, меньший КПД лазера (обычно не превышает 30%). Кроме того, относительно большая апертура активного элемента затрудняет реализацию условий лазерной генерации близкой к одномодовой.

При поперечной накачке активный элемент с размерами характерными для ламповой накачки освещается излучением множества диодов накачки с боковой стороны. При этом размер активного элемента и концентрацию ионов активатора выбирают такой, чтобы излучение накачки в значительной степени поглощалось за один проход через поперечное сечение активного элемента. В то же время мощность накачки должна быть такова, чтобы, по крайней мере, в несколько раз превысить порог генерации лазера.

В отличие от продольной накачки, поперечная накачка обладает следующими основными преимуществами:

1. При поперечной накачке имеет место возможность накачки значительно большего объема активной среды и, соответственно, при поперечной накачке можно достичь значительно большей средней и импульсной мощности выходного излучения.

2. При поперечной накачке наращивание выходной мощности достигается простым увеличением количества диодных линеек накачки при увеличении длины активного элемента.

3. Простота и эффективность охлаждения активного элемента и линеек накачки с помощью различных типов жидкостей, включая иммерсионные и, что особенно важно, с низкой температурой замерзания.

В эксперименте использовались следующие компоненты:

- Активный элемент: кристалл Er:YLF размером 2x2x22 мм без просветляющего покрытия (содержание Er – 15%)

- Зеркала с одинаковым покрытием: вогнутые с радиусом кривизны 50 мм, коэффициент отражения около 99,6% для длин волн ~2,7..2,8 мкм.

- Источник накачки – две диодные линейки фирмы LIMO с выходной мощностью 60 Вт. Длина волны излучения лазера накачки зависит от температуры диодной линейки и может перестраиваться в диапазоне 967..973 нм.

- Блок охлаждения и термостабилизации «ЛАГЕН ЛСО-2008»





Рис. 1. Изменение формы спектра излучения диодной линейки, прошедшего через активный элемент Er:YLF, в зависимости от её температуры.

Из этих графиков (Рис. 1) можно оценить температурную зависимость перестройки длины волны излучения линейки лазерных диодов. Она составляет величину порядка 0,3 нм/°С. При 30 °С спектральный максимум излучения линейки лазерных диодов равен 967,5 нм. Максимум спектра поглощения активного элемента приходится на длины волн 972,5 - 973,5 нм.



Рис. 2. Фотографии стенда Er:YLF лазер с поперечной накачкой. 1 лазерная линейка, 2 - фокусирующая цилиндрическая линза, 3 - медный радиатор с активным элементом, 4 и 5 - зеркала резонатора.



Рис. 3. Зависимость средней выходной мощности лазера от длительности импульса накачки. Импульсная мощность - 40 Вт, частота импульсов 20 Гц (50 мс).

Расстояния между зеркалами (Рис. 2) лазерного резонатора 48 мм, расстояние от выходной линзы фокусирующей системы до активного элемента 20 мм, активный элемент лазера расположен между медными пластинами радиатора.

Мощность генерации лазера соответствовала суммарной мощности излучения из обоих концов резонатора, поскольку оба зеркала резонатора имели одинаковое пропускание.



Рис. 4. Структура поля излучения (мода) лазера на различных расстояниях от выходного зеркала, выходная мощность лазера 100 мВт.

Создан лазер с поперечной полупроводниковой накачкой на кристалле Er:YLF с излучением в спектральном диапазоне 2,7 - 2,8 мкм. Максимальная средняя выходная мощность лазера составила 1 Вт. Импульсная мощность излучения лазера - 3 Вт, энергия в импульсе 30 мДж. Эффективность (КПД) лазера 5%.

Оптимизация всех параметров лазера, в частности, оптического резонатора и геометрических размеров и качества активного элемента позволит повысить выходные характеристики (КПД, мощность), сравнимые с лучшими зарубежными образцами.

Литература

1. T. Jensen, A. Diening, G. Huber, and B.H.T. Chai, "Investigation of diode-pumped 2.8-mm $Er:LiYF_4$ lasers with various doping levels," Opt. Lett., 21, 585-587 (1996)

2. Alex Yu. Dergachev, John H. Flint, and Peter F. Moulton "1.8-W CW Er:YLF diodepumped laser", CLEO2000. pp. 564-565 А.В. Хомченко¹, А.Б. Сотский², А.В. Шульга¹

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ ВОЛНОВОДНЫХ МОД

¹Белорусско-Российский университет, пр. Мира 43, 212000, Могилев, Беларусь, avkh@mogilev.by ²Могилевский государственный университет им. А.А. Кулешова, ул. Космонавтов, 1, 212022, Могилев, Беларусь

Интегрально-оптические методы измерения, основанные на регистрации пространственного распределения интенсивности излучения, отраженного от призменного устройства связи, обычно используются для исследования свойств тонких пленок и сред [1, 2].

В настоящей работе рассмотрено применение метода призменного возбуждения мод для исследования характеристик излучения, в частности для анализа частотного спектра мощности квазимонохроматического излучения.

При возбуждении волноводной моды часть светового пучка туннелирует в пленку, распространяется вдоль нее, переизлучается в призму, и в фокальной плоскости объектива регистрируется картина интерференции переизлученного из пленки и отраженного от основания призмы пучков. Анализ такого распределения интенсивности и был использован при определении параметров излучения при применении в качестве тестовой структуры тонкопленочного волновода с известными параметрами.

При использовании волноводных методов для исследования тонких пленок было замечено, что каждая *m*- линия имеет характерное пространственное распределение интенсивности, параметры которого зависят не только от параметров тонкопленочной структуры, но И ОТ пространственно-энергетических и частотных характеристик возбуждающего пучка [2]. На рисунке 1 приведено распределение интенсивности отраженного света при возбуждении тонкопленочного волновода квазимонохроматическим излучением, прошедшим через монохроматор, с длиной волны 633 нм и $\Delta\lambda = 2$ нм, а также излучением Не-Ne лазера с λ=632,8 нм и полупроводникового лазерного диода, максимум интенсивности излучения которого приходится на длину волны 635 нм. Как следует из представленных данных, в регистрируемом Фурье-спектре пучка явно прослеживаются различия, связанные с немонохроматичностью излучения, что позволяет использовать волноводные методы для измерения частотного спектра мощности светового пучка. Для измерения исходного пространственного спектра интенсивности была использована установка, принципиальная схема которой и методика измерений приведена в [2].



Рис.1 - Распределение интенсивности в сечении отраженного светового пучка при возбуждении волноводной моды излучением полупроводникового диода (а), Не-Ne лазера (б) и лампы накаливания, прошедшего через монохроматор (в)

Измерение спектральной плотности мощности излучения полупроводникового лазерного диода, излучающего на длине волны ~ 650 нм, было осуществлено с использованием тонкопленочной структуры изготовленной осаждением волноводной пленки на основание призмы связи методом ВЧ напыления наноразмерных слоев ниобата лития и кварцевого стекла.





Волноводная пленка была отделена от призмы буферным слоем из кварцевого стекла. Угловой спектр интенсивности пучка, отраженного от призмы связи, регистрировался матрицей фотоприемников. На рисунке приведены результаты измерения спектральной плотности мощности излучения лазерного диода волноводным методом (1) и фотометрированием светового пучка (2).

В качестве подтверждения корректности представленного метода ниже приведены результаты исследования желтого дублета натриевой линии с длинами волн излучения 589 и

589,6 нм. Волноводные моды ТЕ-поляризации возбуждались с помощью призмы связи, изготовленной из оптического стекла ТФ12 с показателем преломления 1,78490 (для λ = 589,3 нм). Тестовый образец создан на основе многослойной тонкоплёночной структуры ZrO₂/SiO₂. Регистрация пространственного распределения интенсивности отражённого пучка осуществлялась с помощью линейки фотоприемников. После цифровой обработки сигнал в режиме прямого доступа поступает в оперативную память компьютера, производящего программную обработку данных измерения в соответствии с разработанным для этого программным обеспечением. Полученные результаты (рис. 3) удовлетворительно кореллируют с опубликованными данными [3].



источников излучения.

Продемонстрированы возможности волноводной спектроскопии мод для анализа частотного спектра мощности квазимонохроматического излучения.

Литература

1. Tien, P.R. Modes of propagating light waves in thin deposited semiconductor films. / Tien P.R., Ulrich R., Martin R.J. // Appl. Phys. Lett. - 1969. - Vol.14, № 9. - P.291-294.

2. Хомченко, А.В. Волноводная спектроскопия тонких пленок. / А.В.Хомченко, Мн.: БГУ, 2002. – 223с.

3. Meggers, W.F., Corliss C.H., Scribner B.F. Tables of Spectral-line intensities. 1961

Рис. 3 Измеренный спектр натриевого дублета

Таким образом, волноводные методы, основанные на регистрации угловой интенсивности излучения в зависимости возбуждения схеме призменного волноводной тонкопленочной моды структуры, могут представлять интерес для параметров контроля И измерения

УДК 621.375.826

Ю.М. Андреев², В.А. Горобец¹, В.В. Зуев², Б.Ф. Кунцевич¹, Г.В. Ланский², А.Н. Морозов², К.А. Кох³, В.О. Петухов¹

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ НОВЫХ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ СРЕДНЕГО ИК И ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНОВ СПЕКТРА

Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь, bkun@ifanbel.bas-net.by

Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН, проспект Академический 10/3, 634021 Томск, Россия yuandreev@imces.ru

Институт геологии и минералогии СО РАН, проспект Коптюга, 3, 630090 Новосибирск, Россия

Разработан и исследован TE (с поперечной накачкой) лазерный модуль с возбуждением активной газовой среды в электрическом разряде, способный работать в новых спектральных участках среднего ИК и терагерцового диапазонов спектра, характеризующийся высокими выходными энергетическими и эксплуатационными характеристиками. Это делает его перспективным для многочисленных применений: разделения изотопов, спектроскопии, фотохимии, медицины, биологии, охраны окружающей среды, систем безопасности и т.д. Лазер генерирует не только на многих переходах основных ($00^{01} - 10^{0}0(02^{0}0)$) и нетрадиционных ($01^{01} - 11^{10}$, $02^{00} - 01^{10}$, ...) полос молекулы CO₂, а также на переходах ряда других трехатомных молекул, таких как N₂O, CS₂, SO₂, использование которых для генерации ранее считалось не эффективным из-за сравнительно сильной диссоциации при возбуждении в электрическом разряде.

Основу разработанного лазерного модуля представляет простая и широко используемая ТЕ CO₂-система с УФ-предыонизацией [1] с длиной активной среды 70 см, шириной электродов 2,5 см, межэлектродным промежутком 2 см и напряжением на накопительной емкости 0,2 мкФ от 2 кВ до 6,5 кВ. Для повышения эффективности системы накачки была разработана достаточно оригинальная система предыонизации активной среды, состоящая из большого количества тонких (диаметр – ~0,5 мм) металлических проволочек, укрепленных на изолирующих подставках. Они располагаются с равномерным шагом (5,5 мм) параллельно катоду по всей его длине. Их расстояние от катода составляет примерно 2,5 мм. При этом важно, что каждая проволочка соединена только со своим отдельным ограничивающим ток малогабаритным и малоиндуктивным конденсатором.

Генерация 16(14) мкм излучения в СО₂. В разработанном ТЕ СО₂-лазере без охлаждения активной среды (при комнатной температуре) реализован режим двухволновой

каскадной генерации в каналах $00^{0}1 - 10^{0}0(02^{0}0) - 01^{1}0$. Генерация в первом канале ($00^{0}1 - 10^{0}0(02^{0}0)$; 10,6(9,6) мкм) используется для создания инверсной заселенности во втором канале ($10^{0}0 (02^{0}0) - 01^{1}0$; 14(16) мкм). При этом получена эффективная генерация 14(16) мкм излучения. Выходная энергия в импульсе достигла 60 мДж (пиковые мощности - несколько десятков киловатт). Ранее генерации на этих полосах была получена при криогенных температурах и имела крайне низкую (< 1 мДж) эффективность.

При численном моделировании для описания кинетики населенностей активной среды была разработана система, включающая уравнения для 12 колебательных состояний молекулы CO₂ и 5 колебательных состояний молекулы N₂. Предполагалось, что на переднем фронте длительностью 0,35 мкс интенсивность импульса накачки нарастает по линейному закону, а на заднем уменьшается по экспоненте с характерным временем 0,4 мкс.

На рис.1 приведены временные зависимости интенсивностей излучения в первом I_1 (1) (9,6 мкм) и втором I_2 (2) (16 мкм) каналах. Здесь и далее используются обозначения: k_1 –



Рис. 1. Временные зависимости I_1 (1) и I_2 (2) соответственно для линий P12 и R11 при $P_{c_M} = 70$ Торр, $k_1 = 0,3 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹, $k_2 = 0,5 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹ и $N_e^{m} = 0,2 \cdot 10^{14}$ см⁻³.

Рис.2. Зависимости E_2 от N_e^m для линий *P*16 и *Q*16 при $P_{cM} = 70$ Торр, $k_1 = k_2 = 0,5 \cdot 10^{-3}$ (1), $0,2 \cdot 10^{-2}$ и $0,4 \cdot 10^{-2}$ см⁻¹ (3).

коэффициент потерь в *i*-канале, N_e^m – максимальное значение объемной плотности свободных электронов, достигаемое в разряде, $P_{\rm cm}$ – давление активной смеси. Особенностью данной схемы, как видно из рис.1, является то, что 16 мкм импульс имеет сравнительно малую длительность и высвечивается только в области максимума интенсивности 9,6 мкм импульса.

Из рис.2 следует, что энергия генерации E_2 во втором канале линейно зависит от энерговклада, пропорционального N_e^m . При увеличении k_i энергия генерации уменьшается.

Рис.3 показывает наличие оптимального давления активной среды, которое при уменьшении N_e^m также уменьшается. Из рис.4 следует, что максимальные значения пиковой интенсивности излучения I_2^m и энергии генерации E_2 во втором канале достигаются при разных значениях P_{cm} .





Рис.3. Зависимости E_2 от P_{cm} для линий *P*16 и *Q*16 при $k_1 = k_2 = 0, 1 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}; N_e^{\text{m}} = 0, 1 \cdot 10^{14} (1), 0, 15 \cdot 10^{14} (2)$ и 0,2 · 10¹⁴ см⁻³ (3).

Рис.4. Зависимости I_2^m (1) и E_2 (2) от $P_{\rm см}$ для линий P16 и Q16 при $N_{\rm e}^m = 0,2\cdot 10^{14}$ см⁻³; $k_1 = k_2 = 0,8\cdot 10^{-3}$ см⁻¹.

N₂O-лазеры не получили широкого распространения из-за сильной диссоциации молекул N₂O в плазме разряда. Разработанная оригинальная система УФ-предыонизации позволила значительно снизить величину E/N (E – напряженность поля, N – плотность частиц) по сравнению с типичными TEA (TE) системами, и, соответственно, существенно уменьшить диссоциацию N₂O. Эксперименты показали, что оптимальное содержание активной среды – N₂O: N₂: Xe=1:6:0,2 при суммарном давлении P=175 Topp. В неселективном резонаторе энергия в импульсе достигала 0,55 Дж, а пиковая мощность превышала 1 МВт. При замене «глухого» зеркала на дифракционную решетку лазер мог генерировать примерно на 50-ти отдельных линиях P и R-ветвей молекулы N₂O в полосе 00⁰1-10⁰0 (диапазон длин волн 10,4-11,1 мкм) с выходной энергией 0,3 Дж на сильных линиях этой полосы.

Генерация терагерцового излучения в CS₂. Ранее генерация терагерцового излучения осуществлялась, в частности, в так называемых субмиллиметровых лазерах с оптической накачкой [2]. При этом лазерному излучению соответствовали переходы между соседними вращательными подуровнями колебательного состояния. Известно, что вращательная релаксация является сравнительно быстрым процессом и ее скорость пропорциональна давлению. Это накладывает ограничения на величину давления активной среды, а следовательно и на энергетические параметры лазерного излучения. В данном разделе

предлагается новый подход для получения терагерцового излучения. Для этого необходимо подобрать такие молекулы, в которых излучению терагерцового диапазона соответствовали бы колебательно-вращательные переходы. Оценки показывают, что для этих целей можно использовать молекулы CS₂. Генерация терагерцового излучения в молекуле CS₂ была осуществлена при возбуждении в электрическом разряде. Резонатор образован зеркалами с алюминиевым покрытием и с радиусами кривизны R_1 =1.5 м и R_2 = 2.5 м. Второе зеркало имело отверстие диаметром 5 мм для вывода излучения, которое герметизировалось пластиной из KRS-5 толщиной 6 MM. Активная среда представляла собой смесь газов CS₂:O₂:N₂=0,025:0,150:0,825. Экспериментально установлено, что максимальной энергии 1,1 мДж соответствует давление P ~ 27 Торр. Анализ колебательной структуры молекулы CS₂ показывает, что наиболее вероятно имеет место каскадная генерация по схеме $00^{0}1 \rightarrow 20^{0}0 \rightarrow$ 11¹0, которой соответствуют длины волн излучения 45,6 мкм и 38,9 мкм. Кроме того, на переходах полосы $00^{0}1 \rightarrow 02^{0}0$ ($\lambda \sim 14$ мкм) молекулы CS₂ в смеси CS₂: N₂:He =1:8:15 (суммарное давление 45 Торр) экспериментально достигнута выходная энергия лазерного излучения > 3 мДж.

Исследовано поглощение излучения TEA CO₂-лазера, генерирующего на различных линиях горячей полосы, в чистом CS₂ и его смеыси с воздухом. В случае чистого CS₂ перспективными для накачки являются линии P41 (возможно получение сравнительно большой энергии генерации с выполнением условий резонанса) и P46 (наиболее близко совпадает с центром соответствующей линии поглощения CS₂). Оценки показывают, что при оптической накачке возможна генерация на линиях полосы $00^{0}1 \rightarrow 12^{0}0$ (117 мкм).

Разработан и исследован ТЕ лазерный модуль с электрической накачкой, способный работать в новых спектральных участках среднего ИК и терагерцового диапазонов спектра, характеризующийся высокими энергетическими и эксплуатационными характеристиками.

Литература

1. Горобец В.А., Петухов В.О., Точицкий С.Я., Чураков В.В. Перестраиваемый по линиям обычных и нетрадиционных полос ТЕ СО₂ лазер для лидарных систем // Квантовая электроника. – 1995. – Т.22, № 5. – С. 514-518.

2. Dodel G. On the history of far-infrared (FIR) lasers: Thirty-five years of research and application. // Infrared Phys. and Technol. – 1999. – Vol.40. – P. 127-139.

УДК 535.5

Н.А. Малевич¹, П.Н. Малевич¹, А.И.Конойко¹

ВНУТРИРЕЗОНАТОРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ПРОФИЛИРОВАННЫХ И СПИРАЛЬНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

¹Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь n.malevich@dragon.bas-net.by

В настоящей работе исследованы генерационные характеристики лазерных резонаторов с «мягкой» диафрагмой на основе комбинации двупреломляющий элемент - оптическое стекло, в условиях, когда излучение определенной поляризации выделяется из пучка с плавно изменяющейся по сечению поляризацией [1].

«Мягкая» диафрагма представляла собой совокупность плосковыпуклой 2 и плосковогнутой 3 линз с одинаковыми по модулю оптическими силами (рис. 1), изготовленных из двулучепреломляющего материала (кристаллический кварц) и оптического стекла, соответственно, в совокупности с поляризующим элементом 4. Оптическая ось

двулучепреломляющей линзы перпендикулярна направлению распространения излучения и ориентирована под углом α, который может изменяться от 0° до 45° относительно направления поляризации падающего излучения.



Был выполнен расчет распределения интенсивности излучения в сечении лазерного пучка

Рис. 1. Схематичное изображение лазерного резонатора с аподизирующей диафрагмой

на выходе идеального неусиливающего резонатора образованного зеркалами 1,5 с указанной выше внутрирезонаторной мягкой диафрагмой. Результаты расчета для 2-х крайних случаев, когда оптическая разность хода обыкновенного и необыкновенного лучей вдоль оси линзы из кристаллического материала равна $m \cdot \lambda/2$ (a); $m \cdot \lambda/2 + \lambda/4$ (б) приведены на рис.2.

Экспериментальная проверка расчетных кривых выполнялась с применением 2-х модификаций лазеров - моноимпульсного лазера на Nd:YAG (1064 нм) с большим объемом основной TEM₀₀ моды и высокоэнергетичного многомодового Nd:YAP лазера (1079 нм), работающего в режиме свободной генерации.



Рис. 2. Расчетные кривые распределения интенсивности света I_{Σ} в сечении пучка при оптической разности хода обыкновенного и необыкновенного лучей на оптической оси мягкой диафрагмы равной а) $m \cdot \lambda/2$; б) $m \cdot \lambda/2 + \lambda/4$

Эксперименты с одномодовым Nd:YAG лазером показали, что использование диафрагмы с максимумом пропускания по оси линзы и первым минимумом совпадающим с диаметром активной среды (кристалл Ø4 мм), которая является ограничивающей апертурой резонатора, позволяет значительно сгладить профиль пучка при практически полном отсутствии дифракционных колец (рис. 36). Однако при этом также значительно уменьшается диаметр пучка (полуширина составила ~1,6 мм), что привело к значительному (25% и более) падению энергии моноимпульсной генерации.





Рис. 3. Формы генерируемых пучков Nd:YAG лазера полученные а) без диафрагм; б) с диафрагмой $m \cdot \lambda/2$

Для более эффективного использования сечения активной среды и исследования возможностей создания безаберрационных пучков с однородным по сечению распределением интенсивности излучения были изготовлены диафрагмы с кристаллической линзой, толщина которой была несколько больше значения кратного $\lambda/2$ («м-образный» профиль). Внесение такой диафрагмы в резонатор привело к тому, что, оставаясь гладкой, вершина пучка стала более пологой, а он сам увеличился в диаметре. Оценки показали, что наилучшая аппроксимация распределения интенсивности пучка достигается при «порядке» функции гипергаусса m=1,4 (рис. 4). Можно ожидать, что дальнейшая оптимизация параметров аподизирующей диафрагмы позволит получать пучки с более высоким порядком m, и, следовательно, более однородным профилем лазерной генерации и улучшенным энергосъемом.

Интересным для ряда применений может быть использование аподизирующей диафрагмы, в которой подавляется центральная часть пучка и создаются условия для генерации на периферии активного элемента (рис. 2б). Полученные для этого случая экспериментальные результаты приведены на рис. 5.





Рис. 4. Распределение интенсивности и профилограмма импульса генерации лазера при использовании диафрагмы с "м-образным" профилем пропускания на оптической оси

Рис. 5. Распределение интенсивности и профилограмма импульса генерации лазера при использовании диафрагмы с минимумом пропускания на оси пучка

Принципиальной особенностью полученного кольцевого пучка является сохранение его структуры при фокусировке, что обычно характерно для спиральных пучков. На основе интерференционной методики (схема, см.рис.6а), аналогичной предложенной в работе [2] и позволяющей идентифицировать вихревые пучки были выполнены экспериментальные исследования интерферограмм лазерных пучков, сформированных в резонаторах с различными типами аподизирующих диафрагм. Видно (рис. 6б), что для Гауссовых пучков наблюдается обычная интерференционная картина. Наоборот, для кольцевого пучка (диафрагма $m \cdot \lambda/2 + \lambda/4$), интерференционная картина содержит характерную для оптических вихрей «вилку» (рис. 6в). Т.о. пучки имеющие в сечении вид кольца сформированы в результате внутрирезонаторной генерации спирального пучка с топологическим зарядом |m|=1. Появление 2-х дополнительных полос в этом случае является следствием регистрации интерференционной картины на удвоенной частоте [3]. Указанный режим генерации является устойчивым, реализуется возможность получения интенсивных спиральных пучков в широком диапазоне изменения энергии накачки. Однако, причины возникновения спиральных пучков в данном случае не ясны, т.к. нет явно выраженного дискриминационного механизма отвечающего за формирование спиральных пучков [4]. Предположительно, определенный вклад в нашем случае может вносить разнонаправленность компонент разных поляризаций возникающих при

распространении излучения под углом к оптической оси кристаллической линзы, входящей в состав мягкой диафрагмы (см. рис.1).



Рис. 6. Оптическая схема интерферометрической регистрации и интерферограммы импульсов генерации лазерных пучков в резонаторах с различными типами аподизирующих диафрагм.



Рис. 7. Формы импульсов генерации многомодового Nd:YAP лазера в режиме свободной генерации: а) – регистрируемый в дальней зоне пучок лазера, б) – распределение интенсивности вблизи фокуса сферической линзы (f=+250 мм) для 2-х типов аподзирующих диафрагм.

В условиях многомодовой лазерный генерации (активный элемент Nd:YAP Ø8 мм в резонаторе с базой ~ 30 см) при использовании диафрагмы с разностью фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами на апертуре активной среды более $\lambda/2$ возможно возникновение генерации в форме нескольких концентрических колец, в том числе с центаральным максимумом (см. рис. 7а). При фокусировке линзой указанная структура профиля излучения остается неизменной (рис. 7б), что, вероятно, свидетельствует о том, что имеет место генерация спиральных пучков.

Авторы выражают благодарность компании «LINLINE Medical Systems» за предоставленный для опытов многомодовый Nd:YAP лазер.

В работе исследованы вопросы управления формой лазерного пучка с помощью внутрирезонаторной «мягкой» диафрагмы на основе двупреломляющего кристалла.

Получены безабберационные лазерные пучки с гауссовым и супергауссовым профилями генерации, а также пучки в форме кольца либо системы концентрических колец. Показано, что кольцевые пучки являются оптическими вихрями.

Литература

1. An optical transmission filter for far field beam correction. EPO WO/1986/001302 Pub. No. WO/1986/001302 Int. App. No. PCT/US1985/001529.

2. W.C. Soares. Poincare sphere for nondiffracting beams with orbital angular momentum / W. C. Soares, D. P. Caetano, and J. M. Hickmann // Pros. of SPIE Vol. 6131 61310A-1.

3. K. Dholakia. Second-harmonic generation and the orbital angular momentum of light / K. Dholakia [et. al.] // Phys. Rev. A, Nov. 1996. - Vol. 54. №5. - p. 3742-3746.

4. Короленко П.В. Оптические вихри. // Сорос. обр. журн. – 1998. - №6. – с. 94-99.

Т.Ш.Эфендиев, В.М.Катаркевич, А.Н.Рубинов, А.А.Афанасьев

КОМПАКТНЫЙ ЛАЗЕР НА КРАСИТЕЛЯХ СО СТАЦИОНАРНОЙ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ НА ОСНОВЕ НАНОКОМПОЗИТНОЙ СРЕДЫ

Институт физики им.Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072, г. Минск, Беларусь tshe@dragon.bas-net.by

Разработка компактных узкополосных перестраиваемых лазерных источников, предназначенных для научных и прикладных целей, является весьма важной задачей современной лазерной физики. Одним из путей решения этой задачи является использование лазеров на красителях с распределенной обратной связью (РОС) [1-3]. Наиболее компактными являются лазеры со стационарной РОС. В отличие от лазеров с динамической РОС, спектральная ширина линии генерации РОС-лазеров со стационарной решеткой не зависит от ширины спектра и расходимости излучения источника накачки.

Ранее нами сообщалось о получении генерации в лазере на красителях со стационарной РОС. В качестве активной среды РОС-лазера использовался желатиновый гель, активированный красителем [4]. Длина волны генерации такого лазера λ_L определяется периодом стационарной решетки *d* и показателем преломления геля *n*: $\lambda_L = 2nd$. Изменение температуры окружающей среды влияет на показатель преломления активной среды *n*, что в свою очередь приводит к смещению длины волны генерируемого излучения. Это накладывает определенные ограничения на стабильность его частоты и спектральную ширину линии генерации.

В настоящей работе сообщается о создании компактного лазера со стационарной РОС с повышенной стабильностью длины волны генерации на основе нового класса активной среды лазера – гель биополимера (желатин), допированный красителем и наночастицами *SiO*₂.

Отработана технология приготовления такой активной среды, а также записи в ней стационарных фазовых решеток субмикронного периода. Для приготовления активной среды использовались следующие компоненты: желатин фотографический, дистиллированная вода, этиловый спирт, лазерный краситель родамин 6Ж и наночастицы *SiO*₂ торговой марки *"Ludox"* со средним диаметром ~20 нм. Концентрация желатина и красителя в геле составляла ~0,1 г/г и ~0,12 мг/г, соответственно, при концентрации этилового спирта 25% (по объему) и наночастиц ~25 мг/г. Приготовленный раствор заливался в кювету со скошенными окнами и студенился при комнатной температуре в течение не менее одних суток. Кювета с гелем имела размеры $2 \times 2 \times 1,2$ см при объеме активной среды 1 см³.

Запись пространственных решеток в активной среде осуществлялась двумя сходящимися пучками излучения второй гармоники ($\lambda = 532$ нм) наносекундного ($\tau_{0.5} \approx 17$ нс) АИГ:Nd⁺³-лазера. Спектральная ширина излучения второй гармоники составляла $\Delta \lambda_{0.5} \approx 6 \cdot 10^{-3}$ нм, энергия импульсов E_r достигала ~20 мДж при частоте их следования f до 50 Гц. Размеры входной грани кюветы с гелем составляли 1,2 × 2 см при размерах облучаемой зоны на поверхности геля 1 × 0,01 см. Возбуждение генерации в геле на основе стационарной РОС осуществлялось излучением второй гармоники АИГ:Nd⁺³-лазера с указанными выше параметрами при использовании оптической схемы, приведенной на рисунке 1.

Рис.1. Схема возбуждения генерации в лазере на красителях со стационарной РОС: 1 – цилиндрическая линза; 2 – кювета с гелевым раствором красителя; 3 – стационарные фазовые решетки оответствующего периода, записанные в активной среде.



Пучок излучения второй гармоники, предварительно расширенный десятикратным цилиндрическим телескопом и сфокусированный цилиндрической линзой 1, направлялся по нормали на поверхность слоя геля с записанной решеткой 3. Поперечные размеры зоны возбуждения геля составляли 1×0,01 см. Образец с записанной решеткой устанавливался на юстируемый держатель, снабженный вертикальной подвижкой. Это позволяло плавно менять зону возбуждения, обеспечивая получение большего ресурса работы (в случае фиксированного значения периода решеток d), либо дискретную перестройку длины волны POC-лазера (в случае различного значения периода *d* указанных выше решеток). Измерение энергетических характеристик излучения накачки и генерации осуществлялось откалиброванными по спектральной чувствительности фотодиодами ФД-24К с двухканальным аналого-цифровым преобразователем ADC20M/10-2. Спектральные характеристики измерялись с помощью спектрографа S3804 автоматизированного (спектральное разрешение ~0,1 нм) И интерферометра Фабри-Перо ИТ 51-30.

Исследовано влияние дозы облучения геля *E* при записи решетки на эффективность генерации РОС-лазера. Среднее значение плотности энергии импульсов записывающего излучения составляло $\varepsilon \approx 51 \text{ мДж/см}^2$, а энергия импульсов возбуждения РОС-лазера $E_u \approx 430 \text{ мкДж}$. При увеличении дозы облучения геля *КПД* генерации РОС-лазера сначала возрастает, достигая своего максимального значения при $E_{opt} \sim 30 - 50 \text{ Дж/см}^2$, а затем начинает плавно спадать. При измеренной оптимальной дозе облучения геля пороговая энергия

возбуждения РОС-лазера не превышала $E_{th} \sim 27$ мкДж, а *КПД* генерации составлял $\eta \sim 8\%$ ($\eta \sim 16\%$ при учете энергии двух пучков генерации).

Влияние дозы облучения геля *E* при записи стационарной фазовой решетки на спектр выходного излучения РОС-лазера приведено на рисунке 2. Видно, что, при наличии в активной среде пространственной решетки достаточно высокой эффективности, фон усиленного спонтанного излучения (УСИ) в выходном излучении РОС-лазера отсутствует.



При записи в различных зонах геля пространственных решеток соответствующего периода осуществлена дискретная перестройка длины волны генерации РОС-лазера в диапазоне 552 – 594 нм. Последнее достигалось за счет вертикального перемещения кюветы с гелем относительно фиксированного пучка накачки (рис. 1). Во всем диапазоне длин волн генерации РОС-лазера ширина спектра его излучения не превышала 0,1 нм.

Исследовано влияние добавки наночастиц *SiO*₂ в состав активированного красителем желатинового геля на температурную чувствительность длины волны генерации РОС-лазера. С этой целью были приготовлены два идентичных по концентрации желатина, этанола и красителя образца геля, отличающихся только наличием либо отсутствием в своем составе наночастиц. На рисунке 3 приведены результаты измерений температурного сдвига длины

волны генерации лазера на родамине 6Ж со стационарной РОС, в качестве активной среды которого были использованы упомянутые выше два типа желатинового геля. Из приведенных

0,0 Смещение длины волны генерации Рис.3. Температурное смещение -0,2 длины волны генерации $\Delta \lambda = \lambda(t) - \lambda(t + \Delta t)$ (HM) лазера на красителе со -0,4 стационарной РОС при наличии (1) и отсутствии -0,6 (2) наночастиц SiO₂ в составе его активной -0,8 среды. -1,0 8 20 12 16 24 Температура (⁰С)

графиков следует, что увеличение температуры окружающей среды с 6⁰C до 25⁰C сопровождается уменьшением длины волны генерации РОС-лазера на 0,817 нм и 0,981 нм для случаев использования геля с наночастицами SiO_2 (кривая 1) и без наночастиц (кривая 2), соответственно. Это соответствует значениям температурной чувствительности длины волны генерации РОС-лазера $d\lambda_L/dT$, равным ~0,043 нм/град (гель с SiO_2) и 0,052 нм/град (гель без наночастиц). Таким образом, допирование геля наночастицами SiO_2 розволило повысить температурную стабильность длины волны генерации лазера со стационарной РОС на 20%.

Создан компактный лазер со стационарной распределенной обратной связью с повышенной стабильностью длины волны генерации на основе нанокомпозита – гель биополимера (желатин), допированный красителем и наночастицами SiO₂.

Литература

1. C.V.Shank, J.E.Bjorkholm, H.Kogelnik. Tunable distributed-feedback dye laser // Appl. Phys. Lett. 1971, v.18, p.395-396.

2. А.Н.Рубинов, Т.Ш.Эфендиев. Лазеры на красителях со светоиндуцированной распределенной обратной связью // Квантовая электроника, 1982, т.9, №12, с.2359-2366.

3. Y.Chen, Zh.Li, Zh.Zhang, D.Psaltis, A.Scherer. Nanoimprinted circular grating distributed feedback dye laser // Appl. Phys. Letts., 2007, v.91, p.051109-1-051109-3.

4. T.Sh.Efendiev, V.M.Katarkevich, A.N.Rubinov // Proc. of the Int. Conf. on Lasers, Applications and Technologies 2007: Advanced Lasers and Systems. Proc. SPIE. 2007, v.6731, paper # 67312R

УДК 621.378.325

Т.Ш.Эфендиев¹, В.М.Катаркевич¹, А.Н.Рубинов¹, М.Берба², А.Стальнионис²

ЛАЗЕР НА КРАСИТЕЛЯХ С РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ, ВОЗБУЖДАЕМЫЙ ТВЕРДОТЕЛЬНЫМ Nd:LSB МИКРОЛАЗЕРОМ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

¹Институт физики им.Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072, г. Минск, Беларусь tshe@dragon.bas-net.by ²Standa Ltd. P.O.Box 377, 03012, Вильнюс, Литва

Прогресс современных наукоемких технологий в определенной степени обусловлен применением источников узкополосного перестраиваемого лазерного излучения в необходимых участках спектра. Весьма привлекательными и доступными источниками перестраиваемого по частоте света являются лазеры на красителях на основе распределенной обратной связи (POC). Важным достоинством POC-лазеров является возможность получения импульсов излучения пикосекундной длительности как при пикосекундном, так и наносекундном возбуждении [1-7]. Лазеры такого типа позволяют наиболее простым способом получать одиночные импульсы излучения длительностью в несколько десятков пикосекунд с плавной перестройкой длины волны по спектру.

Создание РОС-лазеров с импульсами излучения пикосекундной длительности обусловило их применение в спектроскопии, медицине, экологии, биологии [8,9]. Расширение возможностей использования РОС-лазеров в этих направлениях связано с вопросом повышения стабильности параметров генерируемого излучения.

В настоящей работе сообщается о получении генерации в лазере на красителях с динамической РОС импульсов излучения с высокой энергетической стабильностью.

В работе использовался лазер на красителях с динамической РОС оригинальной конструкции, в котором обеспечена возможность оперативного управления длиной волны генерируемого излучения в широких пределах (~535 – 900 нм) при автоматическом поддержании высокой точности совмещения (≤ 0,1 мм) и остроты фокусировки в активной среде двух интерферирующих пучков накачки.

Оптическая схема излучателя РОС-лазера приведена на рис. 1. Длина волны генерации РОС-лазера λ_L определяется выражением:

$$\lambda_L = \frac{n_s \lambda_p}{n_{pr} Sin\theta},\tag{1}$$

где n_s и n_{pr} – показатели преломления раствора красителя на длине волны генерации λ_L и материала призмы на длине волны накачки λ_p , соответственно; θ – угол падения пучка накачки

на границу раздела «призма – раствор». Перестройка длины волны осуществляется за счет изменения угла падения *θ* пучков накачки.

Рис. 1. Оптическая схема излучателя РОС-лазера: 1 – стеклянная прямоугольная равнобедренная призма; 2 – кювета с раствором красителя; *i* – угол падения пучков накачки *I* и *II* на катетные грани призмы 1.



Накачка РОС-лазера осуществлялась излучением твердотельного Nd:LSB микролазера с диодной накачкой *STA-01SH-3* с длиной волны $\lambda = 531$ нм, длительностью импульсов $\tau_{0.5} \sim 0.5$ нс, энергией ~ 50 мкДж, энергетической стабильностью ~ 0.4 %, шириной линии *∆*λ_{0.5} < 0,005 нм, работающего с частотой следования импульсов до 1 кГц. Измерение энергетических характеристик излучения генерации осуществлялось накачки И откалиброванными по спектральной чувствительности фотодиодами ФД-24К с двухканальным аналого-цифровым преобразователем ADC20M/10-2. Спектральные характеристики измерялись с помощью автоматизированного спектрографа S3804 (спектральное разрешение ~0,1 нм) и интерферометра Фабри-Перо ИТ 51-30 с различными базами. Временные характеристики излучения накачки и генерации исследовались с помощью электронно-оптической камеры (ЭОК) «Агат СФЗ» с временным разрешением до 2 пс.

В качестве активной среды РОС-лазера использовались жидкостные растворы ксантеновых красителей. Детальное исследование влияния экспериментальных условий возбуждения на характеристики генерации РОС-лазера было выполнено при использовании этанольных растворов родамина 6Ж различной концентрации.

Проведенные исследования временных характеристик излучения РОС-лазера показали, что при значительном превышении пороговой энергии возбуждения активной среды E_{thr} РОС-лазер излучает цуг пикосекундных импульсов. При этом общая длительность и число импульсов в цуге зависят от уровня накачки $\gamma = E_p/E_{thr}$ (где – E_p энергия возбуждения), уменьшаясь с его понижением. При небольших значениях величины γ генерируются одиночные импульсы пикосекундной длительности.

На рис. 2 в качестве примера представлены интенситограммы импульсов излучения РОСлазера на этанольном растворе родамине 6Ж (концентрация красителя $C = 2 \times 10^{-4}$ моль/л; длина волны генерации $\lambda_L = 569$ нм, длина зоны возбуждения – 12 мм), зарегистрированные при различных значениях γ . Пороговая энергия возбуждения составляла $E_{thr} \approx 2,5$ мкДж. Видно, что при уровне накачки $\gamma \approx 4,6$ в РОС-лазере генерируется цуг, состоящий из трех пикосекундных импульсов с общей длительностью $\tau \approx 550$ пс. Понижение мощности возбуждения до уровня $\gamma \approx 3,1$ сопровождается уменьшением числа генерируемых РОС-лазером сверхкоротких импульсов до двух. При этом интегральная длительность цуга в последнем случае составляет примерно 440 пс. При уровне накачки $\gamma \approx 2,1$ генерируется одиночный пикосекундный импульс длительностью $\tau_{0.5} \approx 57$ пс. Длительность одиночных импульсов зависела от степени





превышения порога γ , уменьшаясь с ее увеличением. Под длительностью одиночного пикосекундного импульса РОС-лазера принято понимать ее минимальное значение, имеющее место при уровне накачки, соответствующем порогу появления второго пикосекундного импульса. Применительно к приведенным выше условиям эксперимента, степень превышения порога, при которой в выходном излучении РОС-лазера появлялся второй пикосекундный импульс, была равна $\gamma \approx 2,25$. Длительность одиночного импульса в этом случае составляла $\tau_{0.5} \approx 55$ пс.

Спектр излучения РОС-лазера в режиме генерации одиночных пикосекундных импульсов представляет собой одиночную узкую линии, ширина которой зависит от степени превышения порога γ , уменьшаясь с ее понижением. Так, при значениях параметра γ , примерно равных 2,2, 1,7 и 1,3 ширина линии излучения РОС-лазера $\Delta\lambda_{0.5}$ составила ~ 0,008, ~ 0,007 и ~ 0,005 нм, соответственно. При этом длительность одиночных пикосекундных импульсов $\tau_{0.5}$,

соответствующая этим значениям $\Delta\lambda_{0.5}$, составляла 57, 67 и 83 пс, соответственно. Произведение длительности одиночного импульса $\tau_{0.5}$ на ширину его спектра $\Delta v_{0.5}$ находится в пределах 0,41 – 0,42, что свидетельствует о спектрально-ограниченном характере генерируемых РОС-лазером одиночных пикосекундных импульсов.

Результаты измерений зависимости энергии одиночного импульса от энергии возбуждения показали, что она носит нелинейный характер. При энергии возбуждения ~ 5,6 мкДж (порог появления второго импульса) энергия одиночного импульса достигает ~ 0,13 мкДж, что соответствует мощности импульса $P_L \sim 2,4$ кВт. Энергетическая стабильность РОС-лазера в режиме генерации одиночных импульсов составляла ~ 0,8% – 1%.

При использовании в качестве активной среды РОС-лазера набора жидкостных растворов ксантеновых красителей получена генерация узкополосного излучения пикосекундной и субнаносекундной длительности, перестраиваемого в области 538 – 642 нм. При возбуждении РОС-лазера полной энергией микролазера эффективность преобразования излучения накачки в излучение генерации достигала 40 – 42%, а ширина спектра излучения не превышала 0,1 нм. Энергетическая стабильность излучения в этом случае составляла 1– 1,8 %.

Таким образом, использование лазера на красителях с динамической РОС оригинальной конструкции, возбуждаемого излучением *Nd:LSB* микролазера с диодной накачкой *STA-01SH-3*, позволило получить режим генерации импульсов пикосекундной и субнаносекундной длительности с высокой энергетической стабильностью.

Сообщается о получении режима генерации импульсов пикосекундной и субнаносекундной длительности с высокой энергетической стабильностью (0,8% – 1,8%) при использовании РОС-лазера оригинальной конструкции, возбуждаемого излучением второй гармоники ($\lambda = 531$ нм) твердотельного *Nd:LSB* микролазера с диодной накачкой.

Литература

1. C.V.Shank, J.E.Bjorkholm, H.Kogelnik // Appl. Phys. Lett.-1971.-V.18.-P.395-396.

2. А.Н.Рубинов, Т.Ш.Эфендиев // ЖПС.-1974-Т.21, №3.-С.526-528.

3. А.Н.Рубинов, Т.Ш.Эфендиев // Квантовая электроника.-1982.- Т.9, №12.-С.2359-2366.

4. A.N. Rubinov, T.Sh. Efendiev // J. Modern Optics. – 1985. – V.32, №9-10. – P. 1291-1301.

5. T.Sh. Efendiev, V.M. Katarkevich, A.N. Rubinov // Opt. Comm.- 1985.-V.55, №5.-P. 347-352.

6. Y.Chen, Zh.Li, Zh.Zhang, D.Psaltis, A.Scherer // Appl. Phys. Letts.-2007.-V.91.-P.051109-051109-3.

7. H.Takeuchi, K.Natsume, S.Suzuki, H.Sakata // Electronics Letts.- 2007.-V.43, №1.-P.30-31.

8. N.Takeyasu, T.Deguchi, M.Tsutsumikawa, J.Matsumoto, T.Imasaka //Anal. Sci.-2002.-V.18. - P.243-246.

9. T.Ushimura, S.Kawanabe, Y.Maeda, T.Imasaka // Anal. Sci. -2006. - V.22. -P.1291-1295.

УДК *621.375.826* С.В. Курильчик¹, В.Э. Кисель¹, Ф. Бэйн², А.А. Лагацкий², С.А. Гурецкий³, А.М. Лугинец³, И.М. Колесова³, Н.В. Кулешов¹, С.Т.А. Браун², У. Сиббетт²

ВОЛНОВОДНЫЕ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЛОЕВ Yb:КYW НА ПОДЛОЖКАХ КYW

¹НИЦ оптических материалов и технологий, НИЧ БНТУ, пр. Независимости, 65, корпус 17, 220013 Минск, РБ, sergio-vk@me.by ² University of St Andrews, School of Physics and Astronomy, North Haugh St Andrews, Fife, KY16 9SS Scotland, UK, aal2@st-andrews.ac.uk ³ ГНПО "Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению", ул. П. Бровки, 17,220072 Минск, РБ, stetsik@ifttp.bas-net.by

Объемные кристаллы вольфраматов, активированных ионами редкоземельных элементов, были хорошо изучены за последнее время в качестве активных сред твердотельных лазеров [1, 2]. При этом особый интерес представляют кристаллы вольфраматов, легированные ионами иттербия (Yb³⁺), имеющего простую схему энергетических уровней, исключающую потери, связанные с поглощением из возбужденного состояния и переносом энергии [3, 4]. Недостатком таких материалов является термическая заселенность основного мультиплета, что приводит к перепоглощению испущенных в результате стимулированного излучения фотонов и снижению эффективности работы лазера. Для исключения влияния этого эффекта в иттербиевых лазерах требуется точное согласование мод накачки и генерации. Такое согласование возможно в волноводных лазерах. Активной средой при этом выступает тонкий слой монокристаллического материала, в который заводится возбуждающее излучение. Волноводная структура позволяет локализовать излучение накачки от лазерного диода в узкой пространственной области (толщиной несколько десятков мкм) на протяжении всей длины волновода (несколько мм). Это обеспечивает высокую эффективность накачки и позволяет достичь в активной среде высокого значения оптического усиления. При этом снижается порог лазерной генерации. Благодаря тонкой геометрии монокристаллического слоя эффективно снимается тепло и устраняется эффект термической линзы. Монолитная структура волноводных лазеров обеспечивает их стабильность и устойчивость к неблагоприятным внешним условиям, а также возможность создания компактных оптических элементов и устройств, применяемых в интегральных оптических схемах и других областях. [5].

В данной работе исследовалась структура планарного волновода на основе монокристаллического слоя $KY(WO_4)_2$ (KYW), активированного ионами Yb^{3+} и выращенного на подложке KYW методом жидкофазной эпитаксии [6]. Был получен тонкий слой иттербий содержащего калий-иттриевого вольфрамата толщиной 14 мкм на подложке KYW длиной 4 мм.

Концентрация иттербия в слое составляла 3 ат.%. Наличие иттербия повышало значение показателя преломления кристаллического слоя в сравнении с подложкой ($\Delta n=1\times 10^{-3}$), что позволяло говорить о структуре планарного волновода, поддерживающей две поперечных моды на длине волны около 1 мкм.

Спектр коэффициента поглощения волноводной структуры Yb (3%):КYW в спектральном диапазоне от 900 до 1050 нм в сравнении со спектром объемного кристалла представлен на рисунке 1.



Рис. 1 Спектр поглощения пленки в сравнении со спектром кристалла Yb:KYW

Результат сравнения спектров позволяет сделать вывод о хорошем структурном совершенстве изготовленной кристаллической пленки, близкой по спектру поглощения объемным кристаллам. Полоса максимального поглощения наблюдается на длине волны около 980 нм, что позволяет использовать для накачки таких сред доступные лазерные диоды на основе InGaAs.

Лазерные эксперименты проводились на установке, представленной на рисунке 2. Для накачки использовался одномодовый лазерный диод с волоконным выходом мощностью до 480 мВт. Излучение накачки при помощи объектива микроскопа заводилось в слой легированного кристалла. Наилучшие результаты были достигнуты для микрообъектива с фокусным расстоянием 15,4 мм, обеспечивающего фокусировку пучка толщиной 1,5 мм в пятно диаметром 18 мкм. Полуволновая пластина использовалась для установки поляризации излучения накачки вдоль кристаллографической оси Nm, а оптический вентиль на основе Фарадеевской пластинки использовался для предотвращения обратного отражения излучения в волокно.



В качестве входного и выходного зеркал использовались кварцевые пластины с нанесенными специальными покрытиями, которые закреплялись на торцах кристалла на оптическом контакте, создавая монолитную конфигурацию резонатора. При проведении лазерных экспериментов активное охлаждение не использовалось и проблем с нагреванием образца не наблюдалось. Для получения режима модуляции добротности вместо выходного зеркала на торце кристалла закреплялся затвор SESAM (зеркало с насыщающимся поглотителем). Выходные параметры лазера исследовались для трех выходных зеркал с различным коэффициентом пропускания (1, 3 и 5%) и для двух затворов с различными параметрами (см. таблицу 1). Для разделения лазерного излучения и остаточного излучения накачки использовалось дихроичное зеркало.

Выходные характеристики лазера в режиме непрерывной генерации представлены на рисунке 3.



Рис. 3. Выходные характеристики лазера в режиме непрерывной генерации Таблица 1. Параметры затворов SESAM

3	Глубин	Ненасыщ	Пропуска	Интенси	Раб
атвор,	а	енные	ние,%	вность	очая
N⁰	модуляции,%	потери,%		насыщения,	длина
				мкДж/см ²	волны, нм
1	0,6	0,4	1,5	00	104
2	1,8	1,2	0,4	90	0

Максимальная выходная мощность лазерного излучения составила 148 мВт для зеркала с пропусканием 5%. Длина волны излучения была около 1039 нм. Дифференциальная эффективность достигала 62%. Минимальный порог генерации был получен для зеркала с пропусканием 1% и составил 40 мВт поглощенной мощности накачки.

Для оценки качества изготовленного монокристаллического слоя Yb:KYW и его волноводных свойств в работе определялся коэффициент ослабления волновода по методу Финдлей-Клея [7], который составил около 0,06дБ/см, что говорит о высоком качестве волновода.

Стабильный режим пассивной модуляции добротности был получен с затвором №1 (табл.1). Порог режима наблюдался при поглощенной мощности излучения накачки около 100 мВт. Максимальная средняя выходная мощность лазера составила 33 мВт при частоте повторения импульсов 722 кГц. Длительность импульсов сокращалась с увеличением мощности накачки, достигая асимптотического минимума на значении 170 нс. Максимальная энергия импульсов составила 44 нДж, что соответствует пиковой мощности 250 мВт. Спектральная полуширина импульсного излучения была равна 0,1 нм с центральной длиной волны 1040 нм.

Литература

1. N.V. Kuleshov, A.A. Lagatsky, A.V. Podlipensky, V.P. Mikhailov, G. Huber "Pulsed laser operation of Yb-doped $KY(WO_4)_2$ and $KGd(WO_4)_2$ " Optics letters, **22** (1997) 1317-1319.

2. A.A. Lagatsky, N.V. Kuleshov, V.P. Mikhailov "Diode-pumped CW lasing of Yb:KYW and Yb:KGW" Optics communication **165** (1999) 71-75.

3. W. F. Krupke, "Ytterbium solid-state lasers. The first decade," IEEE J.of Select. Topics in Quantum Electron. 6, (2000) 1287.

4. A. Brenier Overview of the best Yb^{3+} -doped laser crystals Journal of Alloys and Compounds **323-324** (2001) 210-213.

5. M. Pollnau, Y. E. Romanyuk, F. Gardillou, C. N. Borca, U. Griebner, S. Rivier, and V. Petrov, "Double tungstate lasers: From bulk toward on-chip integrated waveguide devices," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **13** (2007) 661-671.

6. B. Ferrand, B. Chambaz, and M. Couchaud, "Liquid phase epitaxy: A versatile technique for the development of miniature optical components in single crystal dielectric media," Opt. Mater. **11** (1999) 101-114.

7. D. Findlay and R.A. Clay "The measurement of internal losses in 4-level lasers", Physics Letters **20** (1966) 277-278.

В.Э. Кисель, А.С. Ясюкевич, Н.В. Кулешов

100 КГЦ МИКРОЧИП ҮВ:ҮАС ЛАЗЕР

¹НИЦ оптических материалов и технологий, БНТУ, проспект Независимости, 65, 220013 Минск, Беларусь anatol@bntu.by

Импульсные твердотельные лазеры с диодной накачкой, работающие в режиме пассивной модуляции добротности (ПМД), широко используются в научных, медицинских, промышленных и военных системах. Настоящая работа посвящена разработке Yb:YAG лазера с диодной накачкой и ПМД с затвором на основе кристалла Cr:YAG, генерирующего цуг импульсов с частотой повторения около 100 кГц и пиковой мощностью более 2 кВт.

Лазерные материалы, легированные ионами Yb³⁺, являются квази трехуровневыми активными средами. В таких материалах термическое заселение подуровней как верхнего, так и нижнего лазерных уровней (мультиплетов) приводит к тому, что с излучением накачки и генерации взаимодействуют оба лазерных уровня. Эта специфика требует корректного учета при описании работы лазеров.

На этапе генерации моноимпульса полная система балансных уравнений упрощается за счет отбрасывания членов, описывающих скорость накачки и релаксационные процессы в активном элементе и пассивном модуляторе, и система укороченных уравнений в новых переменных приобретает вид

$$\frac{d\Phi_l}{dt} = \frac{c\mu}{n} \left(\sigma_l N_{2l} - k_L^* \right) \Phi_l$$

$$\frac{dN_{2l}}{dt} = -\Phi_l \sigma_l N_{2l} \qquad (1)$$

$$\frac{dN_{gs}}{dt} = -\xi \Phi_l \sigma_{gs} N_{gs} ,$$

где $\sigma_x = \sigma_{abs}^x + \sigma_{em}^x$, $(x = l, p) - эффективные сечения для излучения на частоте генерации (накачки); <math>N_{2l} = N_2 - \beta_l N$, $N_{2p} = \beta_p N - N_2$ - эффективные населенности верхнего мультиплета для излучения на частоте генерации (накачки); $\beta_x = \sigma_{abs}^x / (\sigma_{abs}^x + \sigma_{em}^x)$, (x = l, p) - параметры, характеризующие условие достижения состояния просветления на частоте генерации (накачки); $\Phi_x = I_x / (hv_x)$ - плотность потока фотонов на частоте генерации (накачки); $k_L^* = k_L + k_{sa}$.

Система уравнений (1) имеет вид аналогичный тем системам уравнений, которые применяются для описания работы лазеров в режиме пассивной модуляции добротности на основе четырехуровневых активных сред и «медленного» пассивного модулятора, и решения которых хорошо известны [1]. В нашем случае решения системы уравнений по форме будут аналогичными, изменится только смысл некоторых величин.

На этапе между импульсами генерации пассивный модулятор полностью восстанавливается за промежуток времени между последующими импульсами. Излучение накачки должно обеспечить увеличение средней по объему населенности на верхнем мультиплете от $N_{2l} = N_{2l}^f$ до $N_{2l} = N_{2l}^i$.

Система уравнений для описания работы лазера на этапе между импульсами генерации

$$\frac{d\Phi_p(t)}{dt} = -\frac{c}{n}k_p(t)\Phi_p(t) - \frac{c}{nl_a}\Phi_{p0}(t)\left[\exp\left(-k_p(t)l_a\right) - 1\right]$$
$$\frac{dk_p(t)}{dt} = -\frac{1}{\tau}\left\{k_p(t)\left[1 + \frac{\Phi_p(t)}{\Phi_{ps}}\right] - \sigma_{abs}^pN\right\}.$$

Здесь $\Phi_{ps} = 1/(\sigma_p \tau)$ -плотность потока фотонов насыщения на частоте излучения накачки. В общем случае данная система уравнений и решается численно.

Поскольку целью данной работы является разработка лазера, генерирующего световые импульсы короткой длительности, то для моделирования был выбран микрочип лазер, состоящий из активного элемента Yb(10%):YAG, толщиной 0,8 мм и пассивного модулятора Cr:YAG, толщиной 0,2 мм, находящихся в оптическом контакте. Лазер накачивался по продольной схеме, излучение накачки фокусировалось в активный элемент в пятно диметром \approx 100 мкм. Мощность накачки на входе в активный элемент P_{p0} =3,4 Вт.

По результатам моделирования были выбраны оптимальные параметры элементов лазера для получения необходимых выходных параметров лазера: пропускание выходного зеркала – 20%; начальное пропускание затвора T_0 – 98%. При этом частота следования импульсов достигает ≈100 кГц, при пиковой мощности более 3 кВт.

Для многомодовой генерации резонатор микрочип лазера формировался плоским глухим зеркалом и плоским выходным зеркалом, нанесенными на одну из граней активного элемента и пассивного затвора, соответственно. Лазерный диод с волоконным выводом излучения и максимальной выходной мощностью 6 Вт на длине волны $\lambda p=940$ нм использовался в качестве источника накачки. Диаметр пучка накачки в активном элементе составлял около 100мкм. Кристаллы Cr:YAG находились в оптическом контакте с активным элементом Yb:YAG. Толщина микрочип лазера составляла около 1 мм.

Для пассивного затвора с $T_0 = 98\%$ получены лазерные импульсы с энергией 8 мкДж и длительностью импульса 1,9 нс (пиковая мощность – 4,2 кВт) при частоте следования 100 кГц на длине волны около 1029,7нм. Выходная мощность составила около 0,8 Вт. Для лазера с $T_0 = 96,5\%$ получены лазерные импульсы с энергией 12,5 мкДж и длительностью импульса менее 1,7нс (пиковая мощность более 7 кВт) при частоте следования 65 кГц на длине волны около 1029,7 нм. При дальнейшем увеличении мощности накачки в данном образце проявлялись сильные нестабильности в цуге импульсов. Максимальная средняя выходная мощность составила около 0,7 Вт при нестабильности амплитуды импульсов около 4% и временном джиттере (разбросе временного интервала между соседними импульсами) менее 2 мкс при частоте следования 100 кГц. Зависимости выходной мощности, частоты следования, пиковой мощности и энергии импульсов представлены на рисунке 1. При дальнейшем повышении мощности накачки наблюдалось значительное увеличение нестабильностей амплитуды и частоты следования импульсов.



Рис.1. Зависимости выходных параметров Yb:YAG лазера от падающей мощности накачки в многомодовом режиме генерации: 1, 2 – T0 = 98%, 3, 4 – T0 = 96,5%

Полученные экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с расчетными данными. Небольшое несоответствие в значениях измеренной и расчетной длительности импульсов, особенно для более оптически плотного затвора связано с ограниченным временным разрешением (≈ 1,7 нс) измерительного оборудования.

Для получения одномодового режима генерации в резонатор лазера было введено два эталона ФП. В одномодовом режиме генерации при T0 = 96,5% средняя выходная мощность лазера составила 620 мВт с оптической эффективностью генерации около 21%. Энергия моноимпульса была равна 12,9 мкДж при длительности менее 2 нс (пиковая мощность – 6,8 кВт) на длине волны 1029 нм. Максимальная частота следования импульсов в этих условиях составляла 50 кГц. С насыщающимся поглотителем с $T_0 = 98\%$ средняя выходная мощность – 6,52 кВт) и частоте повторения 106 кГц на длине волны 1029 нм. Цуг импульсов и спектр выходного излучения представлены на рисунке 2 (a, b). Нестабильность амплитуды импульсов не превышала 2%, а временной джиттер был не более 1 мкс на частоте следования 106 кГц.



Рис.2. Цуг импульсов Yb:YAG лазера в режиме генерации одной продольной моды резонатора (а), спектр выходного излучения одномодового Yb:YAG лазера (b)

Как в случае многомодовой, так и в случае одномодовой генерации выходное излучение Yb:YAG лазера было линейно поляризовано параллельно оптической оси [100] пассивного затвора Cr:YAG.

В данной работе предложена модификация системы балансных уравнений для квази трехуровневых лазеров, работающих в режиме ПМД с медленным НП, проведены расчеты оптимальных параметров микро-чип лазера на Yb: YAG с пассивным модулятором Cr: YAG для частотой следования импульсов около кГц. работы с 100 Экспериментально продемонстрирована генерация Yb:YAG-Cr:YAG микролазера на одной продольной моде резонатора с частотой следования импульсов более 100кГц, средней выходной мощностью 0,45 Вт, пиковой мощностью 1,5 кВт. Импульсы пиковой мощностью 4.2 кВт со средней выходной мощностью 0,8 Вт, частотой следования 100 кГц получены в многомодовом режиме генерации. Литература

1. X. Zhang, S. Zhao, Q. Wang, Q. Zhang, L. Sun, S. Zhang. IEEE J. Quant. Electr. 33, 2286, (1997).
В.Ю. Курстак

ТЕПЛОВОЙ МЕХАНИЗМ УШИРЕНИЯ СПЕКТРА УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ИЗЛУЧЕНИЯ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ РОС-ЛАЗЕРОМ НА КРАСИТЕЛЯХ

Гродненский государственный университет им. Я. Купалы 230023 Гродно, ул. Ожешко 22, vkurstak@tut.by

Лазеры на красителях с динамической распределенной обратной связью (POC) представляют собой простые по конструкции и удобные в эксплуатации источники лазерного излучения.

Генерируемые РОС - лазером ультракороткие импульсы (УКИ) при наносекундной длительности накачки могут быть спектрально-ограниченными.

Предельно узкая ширина спектра УКИ расширяет аспект использования излучения РОС - лазера, однако в процессе работы лазера в активной среде индуцируется тепловая фазовая периодическая структура, значительно изменяющая величину положительной обратной связи. Это существенно влияет на спектрально-селективные свойства РОС – структуры, а следовательно и спектральную ширину УКИ, генерируемых РОС-лазером.

Определить ширину спектра излучения РОС – лазера возможно по изменению показателя преломления активной среды в процессе генерации: [1].

$$\Delta \lambda_{z} = 2d \Delta n$$
(1)

где d – период структуры, Δn - изменение показателя преломления активной среды:

$$\Delta n = \Delta n_A + \Delta n_E + \Delta n_T$$
(2)

Величина Δn включает слагаемые, которые представляют собой добавку к показателю преломления раствора n_p из-за поглощения молекулами красителя - Δn_A , усиления - Δn_E и из-за индуцированной излучением накачки тепловой периодической структуры - Δn_T .

$$\Delta n_A = \frac{c(v_a - v)(N - N_1)\sigma_a(v)}{2\pi v \cdot \Delta v_a} , \qquad (3)$$

где N - концентрация молекул красителя в растворе, N_1 - населённость верхнего лазерного уровня, $\sigma_a(v)$ - сечение поглощения молекул красителя, частота v_a соответствует максимуму $\sigma_a(v)$, Δv_a - полуширина полосы поглощения.

$$\Delta n_E = \frac{-c(v_e - v)N_1\sigma_e(v)}{2\pi v \cdot \Delta v_e} , \qquad (4)$$

где $\sigma_e(v)$ - сечение вынужденного излучения молекул красителя, частота v_e соответствует максимуму $\sigma_e(v)$.

$$\Delta n_T = A_T \frac{E(t)}{t} \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_p}\right) \right) ,$$

(5)

где E(t) – энергия импульса накачки, поглощенная к моменту времени t, A_T - коэффициент не зависящий от t, τ_p – постоянная времени тепловой релаксации [2].

Изменение населенности верхнего лазерного уровня $N_1(t)$ в процессе генерации находилось путем численного решения системы уравнений РОС – лазера.

При выполнении численных исследований использовались параметры красителя родамин 6Ж: длина волны генерации 570 нм, показатель преломления активной среды в невозбужденном состоянии – 1,36, время жизни возбужденного состояния красителя – 5,9 нс, длина РОС - структуры – 0,5 см, концентрация молекул красителя в растворе – 6^{-10¹⁷} см⁻³. Длительность импульсов накачки гауссовой формы была выбрана равной 14 нс.

Изменение показателя преломления активной среды РОС-лазера Δn в процессе генерации в зависимости от величины накачки, нормированной на пороговую, необходимое для определения ширины спектра генерируемого излучения, представлено на рис. 1 а) и б), соответственно. Величина Δn при наличии ТФР и значительных превышениях порога существенно выше Δn в случае отсутствия ТФР. Соответствующие зависимости ширины спектра излучения РОС - лазера на красителях $\Delta \lambda$ от величины нормированной накачки приведены на рис. 2. Спектральная ширина одиночного УКИ без учёта влияния ТФР составляла 1,43 пм. В случае увеличения накачки до трехкратного превышения порога ширина спектра излучения увеличивалась до 3,1 пм. С учётом ТФР спектральная ширина одиночного УКИ составляла 2.33 пм, т.е. увеличивалась более чем в 1,6 раза.

При значительных превышениях порога (около 3) ширина спектра излучения при наличии ТФР практически на порядок выше соответствующей величины, когда ТФР отсутствует. Из приведённой зависимости видно, что ТФР играет определяющую роль в уширении спектра излучения РОС - лазера на красителях и при необходимости уменьшения величины $\Delta\lambda$ следует уменьшить вклад ТФР в положительную обратную связь лазера. Этого можно достичь, если обеспечить работу РОС - лазера при концентрациях молекул красителя в активной среде выше критической, когда влияние ТФР пренебрежимо мало [3].

Полученные результаты могут быть эффективно использованы не только при разработке новых, но и при эксплуатации существующих РОС-лазеров на красителях.



Рис. 1. Зависимость изменения показателя преломления активной среды РОС-лазера на красителях от интенсивности накачки, нормированной на пороговую, без учета Т Φ P – а) и с учетом Т Φ P – б).



Рис 2. Зависимость ширины спектра излучения РОС-лазера на красителях от величины накачки, нормированной на пороговую без учета ТФР – а) и с учетом ТФР – б).

Численно исследовано изменение ширины спектра излучения РОС-лазера на красителях с учётом влияния тепловой фазовой периодической структуры, индуцированной накачкой. Установлено, что ширина спектра излучения из-за наличия ТФР значительно увеличивается.

Литература

1. V.Yu. Kurstak, S. S. Anufrick Dynamics of a Radiations Spectrum of the DFDL, excited by Radiation of nanosecond Duration / Proceedings CAOL 2005 2nd International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Kharkiv State University of Radio Electron. Ukraine 2005. P.87-89.

2. Курстак В.Ю., Ануфрик С.С. Особенности влияния тепловой фазовой решётки на характеристики УКИ излучения РОС - лазера на красителях / Лазерные материалы, системы и технологии нового поколения: физические основы создания и применения: материалы респ. межвузовской. науч. конф. – Минск: УП «Технопринт», 2004, С.128 - 134.

С. С. Ануфрик, А. П. Володенков, К. Ф. Зноско

СИСТЕМА ВОЗБУЖДЕНИЯ ХЕСС-ЛАЗЕРА НА ОСНОВЕ СС-ИНВЕРТОРА

ГрГУ им.Я.Купалы, ул.Ожешко, 22, 230023 Гродно, Беларусь a.volodenkov@grsu.by

В качестве системы возбуждения импульсного объемного разряда высокого давления, как правило, используются LC-контур [1-4] или LC-инвертор [5-6]. Эти типы систем возбуждения используются не только в лабораторных, но и в серийно выпускаемых лазерах.

Системы возбуждения на основе LC-контура позволяют получать энергии генерации ≥1 Дж, а при импульсной зарядке накопительной емкости до 20 Дж [2], формировать длинные импульсы генерации, успешно управлять их формой и длительностью [3], иметь высокую генерационную эффективность [4]. Однако, такие требования к LC-контуру как минимальная индуктивность, использование специальных конденсаторов и низкоимпедансных коммутаторов ограничивает их применение, особенно когда необходимы высокие мощности генерации (>50 МВт) и большая частота повторения импульсов.

В таких случаях чаще всего используются системы возбуждения на основе LC-инвертора (рис.1).



Рис.1 Эквивалентная электрическая схема LC – инвертора с искровой предыонизацией

Такие системы имеют ряд преимуществ по сравнению с LC-контурами. Во-первых, у них снижены требования к коммутатору и индуктивности в его цепи [4, 5], так как через него не проходит вся запасаемая энергия, как в LC-контуре. Это приводит к снижению нагрузки на коммутатор и повышение его срока службы. Кроме того, происходит увеличение напряжения на разрядном промежутке, что способствует улучшению однородности разряда и повышения эффективности энерговклада в активную среду.

Для получения объемного разряда при высоком давлении необходима предыонизация активной среды.

В системе возбуждения, представленной на рис.1 предыонизация активной среды в межэлектродном промежутке осуществлялась излучением искровых разрядов между игольчатыми электродами (3) и основным электродом (2) при подаче импульса высокого напряжения на электроды лазера (1) и (2). Предыонизация осуществлялась автоматически при срабатывании разрядника ру.

LC-инвертор включает накопитель энергии на емкостях C1 и C2, который от источника постоянного высокого напряжения через резистор Rзар заряжался до напряжения U0. После срабатывания коммутатора РУ, в качестве которого использовались управляемые разрядники РУ-62 и РУ-65, через L1 происходила инверсия напряжения на C1, и через индуктивности Lпр осуществлялась зарядка обострительной емкости C0 до напряжения, близкого к двойному зарядному (при условии, что C0<<C1, C2).

Так как C1 перезаряжается на через коммутатор, который обладает активным сопротивлением, сравнимым с сопротивлением плазмы в межэлектродном промежутке, то на нем теряется значительная часть энергии, запасенной в C1. Следовательно, одним из путей увеличения

эффективности и выходной энергии генерации является уменьшение потерь на коммутаторе. Возможны следующие характерные режимы работы LC-инвертора.

1. При малых величинах обострительной емкости C0 её основная функция состоит в формировании объемного разряда. Она заряжается от накопительной емкости C1 до напряжения порядка двойного зарядного, а LC-инвертор затем быстро разряжается на межэлектродный промежуток. При столь высоком перенапряжении и крутом фронте импульса возбуждения формируется однородный объемный разряд. Сама обострительная емкость C0 разряжается на стадии пробоя, когда сопротивление разрядной плазмы достаточно высоко. Основной энерговклад в разряд в этом случае осуществляется от накопительных емкостей C1 и C2.

2. При увеличением обострительной емкости C0 (при одновременном увеличении L2) ее роль изменяется. Наряду с формированием разряда она осуществляет и энерговклад в разряд. Причем его мощность сравнима с мощностью энерговклада от C1 и C2.

3. При величине обострительной емкости C0 одного порядка с ударной емкость накопителя C1C2/(C1+C2), возможен режим работы с полной перезарядкой. В этом случае вся энергия запасенная в накопителе переходит в обостритель C0, причем именно в таком режиме обеспечивается как правило максимальный К.П.Д. лазера.

Разработана конструкция макета XeCl лазера с искровой предыонизацией и системой возбуждения на основе LC-инвертора.

На основе блока питания CO₂-лазера выполнен блок высокого напряжения, обеспечивающий плавную регулировку выходного напряжения до 30 кВ. В качестве коммутатора использованы разрядники РУ-62 и РУ-65. Внутри излучателя (рис.2,а) располагались основные электроды (1, 2) и штыри искровой предыонизации (3). Электрод (2) крепился на дюралевой разрядной камере (4), которая герметизировалась через резиновое уплотнение крышкой из диэлектрика (5) с расположенным на ней электродом (1).



Рис.2 Конструктивная схема лазера

Общий объем излучателя составлял 0,85л, а активный объем ~ 0,01 л (размеры разрядной зоны $(0,5 \times 1 \times 20)$ см³). Основные электроды 1 и 2 выполнены из дюраля и имеют профиль Чанга. Штыри предыонизации 3 изготовлены из нержавеющей стали. Предыонизация основного разрядного промежутка осуществляется излучением вспомогательных искровых разрядов между электродом 1 и штырями 3, которые возникали при подаче импульса напряжения на основные электроды. Вдоль каждой стороны электрода 2 было расположено по 20 штырей искровой предыонизации - 3. Для обеспечения пробоя всех искровых промежутков к штырькам предыонизации были подключены сосредоточенные индуктивности Lпр, величина которых подбиралась экспериментально. В качестве накопительных емкостей были использованы конденсаторы K15-10 (3,3 нФ; 30 кВ). Полная емкостей были использованы конденсаторы KBИ-3 (220 пФ; 16 кВ). Полная емкость обострительных конденсаторов

составила 5,72 нФ. Резонатор лазера был образован плоским зеркалом с Al-покрытием и плоскопараллельной кварцевой пластиной

Выполнена оптимизация работы системы возбуждения лазера. При этом были исследованы два варианта системы возбуждения (рис.2, а, б).

При использовании системы возбуждения, представленной на рис.2,а была произведена оптимизация системы возбуждения и состава лазерной смеси. Получена энергия генерации 10 мДж при зарядном напряжении 14 кВ и для следующей рабочей смеси: 2 Торр HCl; 30 Торр Хе (общее давление 2,6 атм, буферный газ неон).

При использовании системы возбуждения, представленной на рис.2,6 была произведена оптимизация системы возбуждения и состава лазерной смеси. Получена энергия генерации 6 мДж при зарядном напряжении 22,5 кВ и для следующей рабочей смеси: 2 Торр HCl; 30 Торр Xe (общее давление 2,6 атм, буферный газ неон). Следует отметить, что при использовании этого варианта системы возбуждения величина энергии генерации очень нестабильна. Это связано с тем, что разряд носит неустойчивый характер из-за значительно большей индуктивности контура с разрядником РУ-65.

Основной результат исследования заключается в разработке конструкции и практическом создании эксимерного лазера на XeCl-молекулах с укороченной базой резонатора, с системой возбуждения на основе LC инвертора и с искровой предыонизацией. Конструкция лазера и системы возбуждения отличаются простотой и компактностью. Получена энергия генерации 10 мДж с КПД 0,2%.

Литература

1. Тарасенко В.Ф, Федоров А.Н. Характеристики электроразрядного XeC1-лазера // Изв. Вузов. Физ.- 1981.- 24, №2.-С.15–19.

2. Hasama T, Miyazaki K, Yamada K. High-power XeCl discharge laser with a large active volume // Appl. Phys.- 1987.-Vol.61, №.9.-P.4691–4693.

3. Верховский В.С, Мельченко С.В, Тарасенко В.Ф. Генерация на молекулах XeCl при возбуждении быстрым разрядом // Квант. электрон.- 1981.- 8, №2, С.417–419.

4. Боровков В.В, Воронин В.В, Воронов С.Л. и др Высокоэффективные газовые лазеры на основе трехэлектродной схемы формирования двойного разряда // Квант. электрон.- 1996.- 23, №1.-С. 41–42.

5. Ануфрик С.С, Володенков А. П, Зноско К.Ф. Энергетические характеристики XeClлазера с возбуждением LC-инвертором // ЖПС.- 1999.- 66, №5.-С 702–707.

6. Баранов В.Ю, Борисов, В.М, Христофоров О.Б. Эксимерный электроразрядный лазер с плазменными электродами // Квант. электрон.- 1981.- 8, №1.- С.165–167.

УДК 29.33.00

С. С. Ануфрик, А. П. Володенков, К. Ф. Зноско

МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ ХЕСІ-ЛАЗЕРА С УЧЕТОМ ПРОФИЛЯ ЭЛЕКТРОДОВ И ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА В МЕЖЭЛЕКТРОДНОМ ПРОМЕЖУТКЕ

ГрГУ им.Я.Купалы, ул.Ожешко,22, 230023 Гродно, Беларусь a.volodenkov@grsu.by

Методика моделирования XeCl-лазера с учетом профиля электродов позволяет определить распределение интенсивности генерации по апертуре лазерного пучка. Кроме того, определяется эффективная ширина разряда и ее зависимость от параметров системы возбуждения, электродов лазера, активной среды и зарядного напряжения. Для расчета скоростных коэффициентов реакций с участием электронов была использована программа Bolsig+. Моделирование выполнялось для электроразрядного лазера, электроды которого представляли собой цилиндры радиуса R=6 см, оси которых находились на расстоянии D=14,8 см друг от друга. Для нахождения электрического поля в такой электродной системе удобно использовать следующее конформное отображение.

$$\boldsymbol{Z}(\boldsymbol{U},\boldsymbol{V}) = \frac{2\sqrt{\left(\frac{\boldsymbol{D}}{\boldsymbol{R}}\right)^2 - \boldsymbol{R}^2}}{1 - \boldsymbol{e}^{-i\boldsymbol{W}(\boldsymbol{U},\boldsymbol{V})} \cdot \frac{2\boldsymbol{a}\cosh\left(\frac{\boldsymbol{D}}{2\boldsymbol{R}}\right)}{\Delta \boldsymbol{V}}}$$
(1)

При этом полоса в плоскости W=U+iV (прямоугольник размером Δ Ux Δ V;) отображается на внешность двух цилиндров электродов в плоскости Z=X+iY (рис.1).



Рис.1 Отображаемые области

Была теоретически исследована зависимость ширины пучка генерации от состава лазерной смеси без учета объемного заряда. Эти данные представлены на рис.2.



1- экспериментальная кривая [2]; 2 – расчетная кривая без учета объемного заряда; 3 – расчетная кривая с учетом объемного заряда
 Рис.2 Зависимость ширины пятна генерации от состава лазерной смеси (общее давление 3,8 атм; Ne/HCl=1500/1)

Используемая электродная система создает достаточно неоднородное электрическое поле, поэтому получалось размытое расчетное пятно генерации. Эти результаты не соответствовали экспериментальным данных, которые были получены для лазера с такой электродной системой в [2]. При эксперименте получалось прямоугольное пятно генерации с достаточно резкими границами. В работе [2] были исследованы режимы устойчивости горения объемного разряда в смеси Ne/Xe/HCl в зависимости от содержания компонент Xe и HCl и рассмотрены основные причины, приводящие к развитию неустойчивостей в объемном разряде. Исследования проводились на коммерческом электроразрядном XeCl лазере EL-700-200 с активным объемом 290 см³, разработанном в ИСЭ СО РАН. Лазер обеспечивает в 35 нс импульсе энергию генерации до 0,7 Дж и может работать с частотой повторения импульсов до 200 Гц. Эквивалентная схема лазера представлена на рис.3.



С1=106 нФ; С2=72 нФ; L1=1мкГн; L2=150 нГн L3=4 нГн; R1 и R2 – делитель напряжения; R3 – шунт для измерения тока Рис.3 Эквивалентная электрическая схема лазера

Из экспериментальных и численных результатов исследований можно выделить три основных стадии формирования плазмы в разряде. Первая - предварительная стадия формирования разряда, в которой рост электронов обусловлен Таунсендовской ионизацией ксенона. Во второй стадии происходит резкое увеличение концентрации электронов за счет подключения ступенчатой ионизации Хе, а также ускоренный рост остальных возбужденных и заряженных частиц. В третьей стадии реализуется квазистационарный режим горения разряда, длительность которого задается LC-контуром накачки. На рис.2. представлены зависимости ширины разряда от концентрации Хе в смеси, для соотношения Ne/HCl=1500/1, при общем давлении P = 3,8 атм и зарядном напряжении $U_0 = 22$ кВ. При этом искажения электрического поля поперек оси электродов на границе разряда шириной 16 или 6 мм, составляют 3,3 или 0,45%, соответственно.

Для того, чтобы устранить это противоречие в расчетной модели было учтено электрической поле, формируемое объемным зарядом, который возникает вследствие неравномерной ионизации межэлектродного промежутка и дрейфа электронов.

Для учета действия пространственного заряда была разработана следующая модель:

$$\frac{\partial \boldsymbol{n}_{e}}{\partial t} + d\boldsymbol{i}\boldsymbol{v}\boldsymbol{\Gamma} = \boldsymbol{v}_{ief}\boldsymbol{n}_{e}; \ \boldsymbol{\Gamma}_{i} = \boldsymbol{n}_{e}\boldsymbol{\mu}\cdot\boldsymbol{E}_{i};$$

$$\boldsymbol{v}_{ief} = (\boldsymbol{v}_{i} - \boldsymbol{\eta}); \ \frac{\partial \boldsymbol{n}_{ip}}{\partial t} = \boldsymbol{v}_{efi}\boldsymbol{n}_{e};$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{n}_{in}}{\partial t} = \boldsymbol{\eta}\cdot\boldsymbol{n}_{e}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{E}_{x}}{\partial x} + \frac{\partial \boldsymbol{E}_{y}}{\partial y} = \frac{\boldsymbol{e}\cdot(\boldsymbol{n}_{i} - \boldsymbol{n}_{e} - \boldsymbol{n}_{im})}{\varepsilon_{0}}$$
(3)

Где использованы следующие обозначения: n_e- концентрация электронов; n_{ip} – концентрация положительных ионов; n_{in} концентрация отрицательных ионов; v_{ief} - эффективная частота ионизации; v_i-частота ионизации; η – частота прилипания электронов; μ – подвижность электронов; E_i компоненты вектора напряженности электрического поля.

Система уравнений (2) описывает движение и размножение заряженных частиц в самосогласованном поле. Уравнение (3) учитывает напряженность самосогласованного поля (с учетом пространственного заряда).

Использование конформного преобразования (1) позволяет существенно упростить решение уравнения (3). Можно показать, что уравнение Пуассона для потенциала φ на плоскости W=U+iV имеет следующий вид.

$$\left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial U^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial V^2}\right] = -\frac{e \cdot (n_i - n_e - n_{im})}{\varepsilon_0} \left(\frac{\partial X}{\partial V}\right)^2 + \left(\frac{\partial Y}{\partial V}\right)^2 \tag{4}$$

Численное решение уравнения Пуассона значительно проще для прямоугольной области, чем для внешности двух несоосных цилиндров. При этом возможно использование стандартных функций MathCad (relax).

Приведена методика моделирования электроразрядных XeCl-лазеров с учетом профиля электродов. Показано, что для того чтобы получить соответствие с экспериментальными данными по ширине разряда необходимо учитывать наличие объемного заряда в межэлектродном промежутке.

Литература

1. Hagelaar G. J. M, Pitchford L. C. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models // Plasma Sources Sci. Technol.- 2005. -14, № 1. -P.1-12.

2. Panchenko Yu. N., Losev V. F., Yastremsky A. G., Anufrik S. S. Formation of discharge spatial structure in XeCl laser // Abstacts of IX International Conf. Atomic and Molecular pulsed lasers. Tomsk, Russia, September 14-18.- 2009.- P.9.

С. С. Ануфрик, А. П. Володенков, К. Ф. Зноско

МОДЕЛИРОВАНИЕ АКТИВНОЙ СРЕДЫ ХЕСІ-ЛАЗЕРОВ С УЧЕТОМ ПРОЦЕССА РЕГЕНЕРАЦИИ НСІ

ГрГУ им.Я.Купалы, ул.Ожешко,22, 230023 Гродно, Беларусь a.volodenkov@grsu.by

Моделирование электроразрядных XeCl-лазеров является достаточно сложной физической задачей. Модель должна учитывать и описывать процессы, которые происходят как в активной среде, так и в системе возбуждения объемного разряда. В общем случае компьютерная модель включает в себя следующие модули и базы данных.

1. Модуль решения уравнения Больцмана (программа Bolsig+) для функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) [1]. Этот модуль по составу смеси, по величине степени ионизации и заданному *E/N* (*E* – напряженность электрического поля в межэлектродном промежутке; *N* – полная концентрация частиц) позволяет найти ФРЭЭ и соответственно определить скорости плазмохимических реакций с участием электронов, а также определить их подвижность.

2. Модуль решения системы уравнений плазмохимических реакций [2]. Этот модуль позволяет определить зависимость от времени концентраций электронов, ионов, атомов и молекул в различных энергетических состояниях в плазме. Модуль позволяет определить различные локальные характеристики плазмы.

3. Модуль решения макроскопических уравнений среды [2]. В общем случае этот модуль позволяет определить пространственную и временную зависимость локальных характеристик плазмы, например концентрации электронов, фотонов. В простейшем случае при моделировании плазма может считаться пространственно однородной.

4. Модуль решения уравнений электрической цепи [2]. Описывает работу системы возбуждения объемного разряда в межэлектродном промежутке. Позволяет по общему сопротивлению плазмы определить зависимость напряжения формируемого системой возбуждения от времени.

5. База данных по зависимости сечений реакций с участием электронов от энергии электронов, база данных по скоростям плазмохимических реакций с участием атомов, ионов, молекул и фотонов [1-2]. Программа Bolsig+ имеет отдельный файл с базой данных по сечениям реакций с участием электронов (Siglo.sec). Этот файл содержит сечения для 15 газовых компонент: N2, O2, H2, Cl2, F2, HCl, CF4, SiH4, CH4, SF6, He, Ne, Ar, Kr, Xe. Файл написан в текстовом формате, что позволяет пользователю самостоятельно пополнять базу данных.

При моделировании использовалась модель XeCl-лазера, в которой были сделаны следующие допущения [2]:

- образование молекул XeCl* происходит за счет двух процессов: гарпунной реакции и реакции ион-ионной рекомбинации, а их гибель происходит в результате спонтанного распада и индуцированного излучения; учитываются процессы тушения XeCl* молекул в объеме;

- влиянием стенок пренебрегаем;

- наработка атомов Xe*, участвующих в гарпунной реакции, осуществляется в актах столкновения атомов ксенона с электронами;

- ионы ксенона образуются как за счет прямой ионизации, так и за счет процесса ступенчатой ионизации, а также и при взаимодействии двух возбужденных атомов ксенона

- отрицательные ионы хлора образуются при диссоциативном прилипании электронов к HCl.

- поглощение излучения на длине волны генерации обусловлено фотоотлипанием электронов от отрицательных ионов хлора.

В модели учтены переходы с более высоких колебательных уровней молекулы HCl (V=1,2) на более низкие при столкновении с электронами. Кроме того использована аппроксимация сечения возбуждения состояния молекулы HCl(1) в состояние HCl(2) сечением возбуждения HCl(0) в состояние HCl(1) путем уменьшения порога на величину колебательного кванта.

Процесс регенерации молекул HCl учитывается следующим образом.

Молекула HCl образуется вследствие трехчастичной ассоциации [3].

Затем, регенерация может происходить по следующим каналам [4].

$$H+Cl_2 = HCl+Cl (kr2=1,45 \ 10^{-10} \exp(-590/T) \ cm^3/c)$$
 (2)

$$H_2 + Cl = HCl + H (kr3 = 3,5 \ 10^{-11} \ exp(-2290/T) \ cm^6/c)$$
 (3)

Величина Т равна поступательной температуре.

Молекула водорода образуется по следующей реакции [5].

$$2H+Ne=H_2+Ne \quad (kH_2=3 \ 10^{-33} \ cm^6/c) \tag{4}$$

Молекула хлора образуется по следующей реакции [6].

$$2Cl+Ne=Cl_2+N(kCl_2=5\ 10^{-33}\ cm^{6}/c)$$
(5)

В скобках приведены скоростные коэффициенты [3-6]. Время, за которое происходит регенерация молекул HCl, зависит от общего давления смеси. Это связано с тем, что реакции (1, 4, 5) являются трехчастичными и их скорость зависит от давления буферного газа.

Система уравнений, соответствующая реакциям (1-5), описывающая процесс регенерации HCl имеет следующий вид.

$$\frac{d[HCl]}{dt} = kr1 \cdot [Ne] \cdot [H] \cdot [Cl] + kr2 \cdot [H] \cdot [Cl_{2}] + kr3 \cdot [H_{2}] \cdot [Cl]$$

$$\frac{d[Cl_{2}]}{dt} = kCl_{2} \cdot [Ne] \cdot [Cl] \cdot [Cl] - kr2 \cdot [H] \cdot [Cl_{2}]$$

$$\frac{d[H_{2}]}{dt} = kH_{2} \cdot [Ne] \cdot [H] \cdot [H] - kr3 \cdot [H_{2}] \cdot [Cl] \qquad (6)$$

$$\frac{d[Cl]}{dt} = -kr1[Ne] \cdot [H] \cdot [Cl] + kr2 \cdot [H] \cdot [Cl_{2}] - kr3[H_{2}] \cdot [Cl] - 2kCl_{2}[Ne] \cdot [Cl] \cdot [Cl]$$

$$\frac{d[H]}{dt} = -kr1[Ne] \cdot [H] \cdot [Cl] - kr2[H] \cdot [Cl_{2}] + kr3[H_{2}] \cdot [Cl] - 2kH_{2}[Ne] \cdot [H] \cdot [H]$$

Система уравнений (6), описывающая процесс регенерации HCl не может быть решена в аналитическом виде. Поэтому система уравнений (6) решалась численно в среде MathCad.



HCl(t), Cl2(t), H2(t), Cl(t), H(t) – зависимость соответствующей концентрации от времени; 6,6 10 ¹⁶ 1/см³ – прямая . Смесь: 2 Торр HCl; 30 Торр Xe; 3008 Торр Ne. Рис.1. – Зависимость процесса регенерации HCl от времени

На рис.1а представлена зависимость процесса регенерации молекул HCl от времени, которая получена для смеси, содержащей 2 Торр HCl; 30 Торр Xe; 3008 Торр Ne. При этом считалось, что в начальный момент времени было диссоциировано ~ 50% молекул HCl. Максимально возможная концентрация молекул HCl составляет 6,6 10^{16} 1/см³ (соответствует парциальному давлению 2 Торр HCl, когда все атомы хлора и водорода объединены в молекулы). При этом концентрация молекул HCl не восстанавливается до максимально возможной величины (6,6 10^{16} 1/см³), а по истечении > 200 мкс выходит на стационарный уровень ~ 5,6 10^{16} 1/см³. В этом случае величина времени, за которое концентрация молекул HCl достигает 90% от стационарного уровня, составляет ~ 200 мкс. То, что первоначальная концентрация молекул HCl не восстанавливается молекулы H₂ и Cl₂.

Поэтому в смесь было введено 2 Торр H₂. На рис.1.6 представлена зависимость, которая получена для смеси: 2 Торр HCl; 2 Торр H₂; 30 Торр Xe; 3008 Торр Ne. При этом концентрация молекул HCl практически восстанавливается до максимально возможной величины (6,6 10^{16} 1/cm³) и по истечении времени > 1000 мкс выходит на стационарный уровень ~ 6,5 10^{16} 1/cm³. В этом случае за время ~ 200 мкс концентрация молекул HCl достигает 5,93 10^{16} 1/cm³. За время ~ 1000 мкс концентрация молекул HCl достигает 6,46 10^{16} 1/см³.

Учет процесса регенерации HCl позволяет определить энергию генерации лазера в импульсно периодическом режиме работы. Следует отметить, что при этом не принимался во внимание процесс диффузии.

Приведена методика моделирования электроразрядных XeCl-лазеров с учетом процесса регенерации галогеноносителя и представлены результаты моделирования. Показано, что для того чтобы происходила полная регенерация HCl в смесь необходимо добавлять водород с парциальным давлением ~ 2 Торр.

Литература

1. Hagelaar G. J. M, Pitchford L. C. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models // Plasma Sources Sci. Technol.- 2005. -14, № 1. -P.1-12.

2. Anufrik S. S, Shkleinik V. O., Volodenkov A. P., Znosko K. F. XeCl-excilamps computer modeling // Proceedings of the VII symposium of Belarus and Serbia on physics and diagnostics of laboratory and astrophysical plasmas (PDP`2008).- Minsk.- Belarus.- September 22-26.-2008.- P.118-121.

3. Bruzzese R. Comparison between experimental and theoretical results on discharge constriction in XeCl(asterisk) lasers // Nuovo Cimento, Lettere, Serie 2. - 1984. - V. 40. - P. 45-52.

4. Watson R.T. Rate Constants for Reactions of ClOx of Atmospheric Interes // J. Phys. Chem. Ref. Data. – 1977. - Vol.6, №3. - P.871-917

5. Phels A.V. Cross sections and swarm coefficients for H+, H2+, H, H2, and H- in H2 for energies from 0,1eV to 10 keV // J. Phys. Chem. Ref. Data. -1990. - Vol.19, No. - P.653-675

6. Donohoue D.L, Bauer D, Hynes A.J. Temperature and pressure dependent rate coefficients for the reaction of Hg with Cl and the reaction of Cl with Cl: A pulsed laser photolysis-pulsed laser induced fluorescence study // J. Phys. Chem. A. -2005. - Vol.109. - P. 7732 - 7741

О. Е. Костик, В. В. Машко, Л. Л. Тепляшин

ПАРАМЕТРЫ ДВУХЧАСТОТНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ЛАЗЕРА С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

Институт физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь teplyashin@imaph.bas-net.by

Двухчастотные твердотельные лазеры с диодной накачкой позволяют получать большие (десятки и сотни мегагерц) межчастотные интервалы и поэтому представляют потенциальный интерес как источники для устройств точных измерений [1]. Однако вследствие большой ширины контура усиления для начального выделения одной продольной моды в них приходится использовать сложные резонаторы, включающие один или два эталона Фабри-Перо в качестве предварительного и главного селектора.

В данной работе подробно исследованы частотные характеристики компактного непрерывнеого Nd:YAG лазера с продольной диодной накачкой и составным резонатором, содержащим два эталона: с областью свободной дисперсии 64 ГГц (предварительный селектор, образованный гранями активного кристалла с коэффициентами отражения R=100% и 8%) и 20 ГГц (главный селектор, одна из граней которого с R=98% служит выходным зеркалом, а у другой R=8%). Межмодовый интервал основного резонатора составлял 7,9 ГГц. Двухчастотный режим генерации получался из одномодового путем внесения разности набега фаз для линейно ортогонально поляризованных волн при механическом сдавливании главного селектора в поперечном направлении с помощью пьезоэлемента. При этом разность частот можно было изменять от единиц до сотни мегагерц. Обнаружено, что при прочих фиксированных условиях межчастотный интервал может заметно (в пределах до нескольких мегагерц) изменяться при сканировании частот вдоль контура усиления активной среды.

Экспериментально исследовались зависимости величины межчастотного интервала (частоты биений) Δv от настройки собственной частоты резонатора лазера относительно контура пропускания главного селектора при различных значениях фазовой анизотропии и интенсивности накачки.

Мощность накачки лазера подбиралась таким образом, чтобы при сканировании длины резонатора генерация осуществлялась, в основном, на одной продольной моде и лишь в минимальной области изменения указанной длины – на двух соседних продольных модах.

Результаты экспериментальных исследований показаны на рис. 1.



а – минимальный межчастотный интервал 72,00 МГц, б – 83,75 МГц Рисунок 1 – Зависимость межчастотного интервала от частоты генерации

Изменение величины Δv при сканировании частот генерации носит периодический характер. При этом наблюдается следующая закономерность. Чем больше минимальный ("начальный") межчастотный интервал Δv_0 , тем больше его изменение достигается в процессе перестройки частоты. Например, при Δv_0 =72,00 МГц амплитуда такого изменения составила 3,25 МГц, тогда как при Δv_0 =83,75 МГц она возросла до 4,25 МГц.

Наблюдаемый эффект связан с дисперсией фазовых набегов волн в элементах, помещенных в лазерный резонатор. Для его более детальной интерпретации произведены соответствующие расчеты.

Прежде всего был оценен вклад активной среды, а именно частотной зависимости $\varphi_{ac}(v)$ фазового набега излучения в ней. Расчет выполнен при исходных параметрах, соответствующих условиям эксперимента: контур усиления полагался однородно уширенным с шириной $2\gamma=180$ ГГц, коэффициент усиления активной среды на центральной частоте v_0 контура усиления $k_0 = 7$ см⁻¹, длина активной среды l=0,07 см. Набег фазы в активной среде на частоте v, возникающий за счёт усиления, для лоренцевского контура выражается формулой [2, с. 437]

$$\varphi_{\hat{a}\hat{n}}(v) = -\frac{k_0 l}{2} \frac{\gamma(v_0 - v)}{\gamma^2 + (v_0 - v)^2}.$$

Зависимость фазового набега от частоты приводит к появлению дополнительной поправки к разнице Δv_0 частот двух компонент, первоначально обусловленной наличием фазовой анизотропии резонатора.

Еще одной причиной такой поправки может быть наличие в резонаторе селекторов. Амплитудному резонансу (резонансу пропускания) интерферометра Фабри-Перо соответствует дисперсионная кривая (рис. 2), характеризующая частотную зависимость фазы φ_c результирующего колебания, возникающего в результате сложения интерферирующих в селекторе световых пучков [3, с. 6]:

$$\varphi_{ac}(x) = -\arcsin\frac{R\sin x}{\sqrt{1 - 2R\cos x + R^2}}$$

где d – оптическая база селектора, R – энергетический коэффициент отражения зеркал,

$$x = \frac{4\pi v d}{c}$$



Рисунок 2 – Пропускание I/I_0 и набег фазы φ_c в селекторе Фабри-Перо при R=50%.



Рисунок 3 – Частотные зависимости рассчитанных поправок, вносимых активной средой (1), предварительным (2) и главным (3) селекторами Фабри-Перо, и суммарной поправки (4).

На рис. 3 представлены рассчитанные зависимости вносимых элементами резонатора поправок к величине межчастотного интервала от величины отстройки от центра контура усиления. Видно, что основной вклад в наблюдаемый эффект вносит интерферометр с большей базой, образованный гранями выходного зеркала (кривая 3). Вклад дисперсии активной среды (кривая 1) сравнительно мал, составляет около 200 кГц и практически не изменяется в пределах рабочей области лазера (~10 ГГц вблизи центра контура усиления). В то же время, активный кристалл как интерферометр (кривая 2) оказывает более существенное влияние на величину и вид суммарной зависимости (кривая 4) изменения величины межчастотного интервала. Минимальная частота биений наблюдается, когда генерация осуществляется вблизи центра контура линии пропускания главного селектора. Симметричность зависимости величины межчастотного интервала относительно центра контура линии пропускания главного селектора.

Результаты расчета хорошо качественно согласуются с экспериментальными данными и позволяют сделать следующие выводы. Изменение величины межмодового интервала

двухчастотного Nd:YAG лазера с диодной накачкой и составным резонатором обусловлена дисперсией фазового набега в интерферометрах, содержащихся в резонаторе. При прочих одинаковых условиях (коэффициенты отражения зеркал) основной вклад в изменение интервала вносит интерферометр с большей оптической базой. Влияние дисперсии активной среды на частотные характеристики генерации при этом незначительно.

Полученные результаты могут быть использованы для стабилизации одно- и двахчастотного режимов генерации твердотельных лазеров с диодной накачкой, причем электронная система автоматической подстройки частоты при этом может быть аналогичной описанной в [4, с. 993], т.е. без принудительной модуляции оптической длины резонатора, которая недопустима в интерферометрах при измерении длин и перемещений. Привязка спектра генерации может осуществляться в любой точки графика, показанного на рис. 3.

Экспериментально исследовано влияние дисперсионных свойств составного резонатора и активной среды Nd:YAG лазера с диодной накачкой на параметры его двухчастотной генерации. Найдены и интерпретированы закономерности изменения величины межчастотного интервала при сканировании частот генерации вдоль контура усиления. Полученные результаты предложено использовать для стабилизации одно- и двахчастотного режимов генерации твердотельных лазеров с диодной накачкой.

Литература

1. Gudelev V. G., Mashko V. V., Nikeenko N. K., Ryabtsev G. I., Stalmashonak A. B., Teplyashin L. L. Diode-pumped cw two-frequency $YAG:Nd^{3+}$ laser with coupled resonators // Appl. phys. B, 2003. – V. 76. – P. 249-252.

2. Войтович А. П. Дисперсия оптических характеристик в области усиления и управление частотным спектром генерируемого излучения // ЖПС. – 1977. – Т. 26, вып. 3. – С. 436-442.

3. Машко В. В., Войтович Д. А. Характеристики мод нестационарного резонатора Фабри-Перо. – Минск, 1989. – 21 с. – (Препринт / Ин-т физики АН БССР; № 539).

4. Капралов В. П., Булыгин А. С. Использование дисперсионных свойств активной среды для стабилизации частоты его излучения // Оптика и спектроскопия. – 1974. – Т. 37, вып. 5. – С. 993-994.

Е.Е. Ушакова¹, С.Н. Курилкина², Н.А. Хило²

ГЕНЕРАЦИЯ КВАЗИБЕЗДИФРАКЦИОННЫХ ИМПУЛЬСОВ С ЗАВИСЯЩЕЙ ОТ ПРОДОЛЬНОЙ КООРДИНАТЫ СКОРОСТЬЮ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

¹Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220050 Минск, Беларусь, ekatevgush@tut.by ²Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь, s.kurilkina@ifanbel.bas-net.by

Монохроматические бесселевы световые пучки (БСП) [1] находят широкое применение для управления микро- и наночастицами [2], высокоточной резки-сварки, микрообработки отверстий [3]. Это обусловлено их уникальными свойствами: квазибездифракционностью, (значительно меньшей в сравнении с гауссовыми пучками расходимостью центрального максимума в определенной области пространства, называемой бездифракционной зоной), а также способностью к реконструкции поперечного профиля интенсивности после преодоления препятствия. В то же время, мало изученными остаются импульсные бесселевы световые поля, представляющие собой суперпозицию БСП, частоты которых расположены в некотором интервале. Данные поля могут сочетать в себе достоинства как монохроматических БСП, так и сверхкоротких импульсов, характеризуемых высокой локализацией световой энергии и, следовательно, перспективных для использования в системах дистанционного зондирования, при управлении электрическим разрядом [4]. Однако существенной проблемой для импульсных бесселевых световых полей остается резкое изменение структуры поперечного профиля распределения интенсивности на границе бездифракционной зоны. В [5] представлена методика, основанная на использовании схемы, включающей два аксикона и линзу, и позволяющая решить выше обозначенный вопрос для монохроматических световых полей. В обобщение данного метода на импульсные поля выявило настоящем сообщении существование нового типа световых импульсов – бесселеподобных импульсов с зависящей от продольной координаты скоростью распространения.

Пусть вдоль оси оптической схемы z на аксикон A_1 падает гауссов импульс (Рис. 1)

$$E(r,t) = E_0 \cdot \exp\left(-r^2/2w^2\right) \cdot \exp\left(-t^2/t_0^2\right) \cdot \exp\left(i\omega_0 \cdot t\right),\tag{1}$$

где величина t_0 связана с начальной длительностью импульса τ_0 , определяемой по уровню половины от максимальной мощности излучения: $t_0 = \tau_0 / \sqrt{2 \ln 2}$; *w*, ω_0 – радиус поперечного сечения и центральная частота импульса соответственно.



Рис. 1. Оптическая схема формирования бесселеподобных импульсов с зависящей от продольной координаты *z* скоростью распространения (1 – гауссов импульс, 2 – собирающая линза с фокусным расстоянием *F*, 3, 5 – аксиконы с базовыми углами γ_1 и γ_2 соответственно, 4 – кольцевое поле).

Амплитуду каждой из парциальных волн, составляющих формируемый конической линзой A_1 импульс, на расстоянии z_1 от A_1 можно представить в виде интеграла Кирхгофа[6]:

$$A_{1}(r, z_{1}, \omega) = -\frac{i\omega}{2\pi c \cdot z_{1}} \exp\left(\frac{ikr^{2}}{2z_{1}}\right) \int_{0}^{2\pi \infty} \exp\left[-\frac{r_{1}^{2}}{r_{0}^{2}} - ik\gamma_{1}r_{1} - \frac{ikrr_{1}}{z_{1}}\cos(\varphi - \varphi_{1})\right] r_{1}dr_{1}d\varphi_{1}, \quad (2)$$

где $1/r_0^2 = 1/w^2 + i(k/2)(1/F - 1/z_1)$, *F* - фокусное расстояние линзы. Амплитуда же одночастотной компоненты формируемого за аксиконом A_2 светового поля может быть описана

$$A_{2}(r,z,\omega) = -\frac{i\omega}{2\pi c \cdot z} \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{\infty} A_{1}(r_{1},z_{1}) \exp\left[\frac{ik(r^{2}+r_{1}^{2}-2rr_{1}\cos(\varphi-\varphi_{1}))}{2z}-ik\gamma_{2}r_{1}\right]r_{1}dr_{1}d\varphi_{1}.$$
 (3)

Используя метод стационарной фазы [5], из (3) получаем:

$$4_{2}(r,z,\omega) = \exp(ikr^{2}/2R(z))\left[a_{+}(r,z)\exp(-ik\gamma(z)r) - a_{-}(r,z)\exp(ik\gamma(z)r)\right],$$
(4)

где

$$a_{\pm}(r,z) = \frac{F}{2(z+z_{1}-F)} \sqrt{\left[\gamma_{2}-\gamma_{1}\left(1+\frac{z_{1}}{z}\right)\right]\frac{z}{r}\pm 1}, \qquad R(z) = z\left(1+\frac{z}{z_{1}-F}\right),$$

$$\gamma(z) = \frac{\gamma_2 z_1 + (\gamma_1 - \gamma_2)F}{z_1 + z - F}.$$

Используя аппроксимацию функции Бесселя $J_0(z) \approx \sqrt{2/\pi z} \cos(z - \pi/4)$, можно представить (4) следующим образом:

$$A_{2}(r,z,\omega) = \frac{1}{2}\sqrt{\pi k\gamma(z)r/2} \Big[a_{+}(r,z) + a_{-}(r,z)\Big] \exp\Big[\frac{ik}{2}(r^{2}/z + r^{2}/R(z) - \gamma^{2}(z)R(z))\Big]J_{0}\Big[k\gamma(z)r\Big]$$
ак видно из (4), (5) монохроматическое поле, сформированное с помощью двух аксиконов

(5)Как видно из (4), (5) монохроматическое поле, сформированное с помощью двух аксиконов и линзы, является бесселеподобным, причем его угол конусности, а следовательно, и скорость распространения оказываются зависимыми от продольной координаты *z*.

С учетом (3) для напряженности электрического поля формируемого аксиконом A_2 импульса с зависящей от продольной координаты скоростью распространения получаем [7]:

$$E_{2}(r,z,t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \xi_{2}(\omega) \cdot A_{2}(r,z,\omega) \cdot \exp\left\{i\left[k_{z2}(\omega)z - \omega t\right]\right\} d\omega, \qquad (6)$$

где $\xi_2(\omega)$ – фурье-образ падающего на аксикон A_2 импульсного поля. В выражении (6) продольная составляющая волнового вектора $k_{z2}(\omega) = k \cdot \cos(\gamma_2)$ может быть аппроксимирована следующим образом [8]: $k_{z2}(\omega) = k_{z2,0} + k'_{z2,0}(\omega - \omega_0) + 1/2 \cdot k''_{z2,0}(\omega - \omega_0)^2 + 1/6 \cdot k'''_{z2,0}(\omega - \omega_0)^3 + ...$ Как следует из (5), (6), световое поле, сформированное с помощью оптической схемы, включающей два аксикона и линзу (Рис.1), при падении на него гауссова импульса является импульсным полем бесселева типа с зависящей от продольной координаты скоростью распространения.

На основании численного моделирования, проведенного с использованием приведенных выше выражений, установлено, что, варьируя параметры схемы, можно изменять поперечное распределение интенсивности генерируемых бесселеподобных импульсов. Так, например, на расстояниях $z \sim 10$ м с увеличением фокусного расстояния линзы происходит перестройка поперечного распределения интенсивности: постепенная трансформация узкого центрального максимума в окружении уменьшающихся по амплитуде максимумов в кольцевую структуру (Рис. 2).



а) 15 см, б) 25 см, в) 50 см, на расстоянии z = 15 м от A_2 (см. Рис.1). Начальная длительность падающего на схему гауссова импульса $t_0 = 10$ нс, радиус поперечного сечения w = 1 мм, центральная частота $\omega_0 = 3 \cdot 10^{15}$ с¹.

Рис. 2. Радиальное распределение *I*(*r*) нормированной на свое максимальное значение интенсивности импульса бесселевого типа, формируемого с помощью оптической схемы, включающей два аксикона ($\gamma_1 = 0.5^\circ$, $\gamma_2 = 0.95$) и собирающую линзу с фокусным расстоянием

Управление аксиальной интенсивностью формируемого поля может осуществляться посредством изменения как базовых углов аксиконов γ_1, γ_2 , так и параметров линзы. Как следует из Рис.За, на расстоянии $z \sim 1$ м уменьшение фокусного расстояния F линзы приводит к сокращению бездифракционной зоны. Отметим, что при $z \sim 100$ м существует диапазон значений базисного угла γ_2 , в котором аксиальная интенсивность принимает наибольшие значения (Рис. 36).



Параметры схемы: a) $\gamma_1 = 0.5^\circ$, $\gamma_2 = 0.95^\circ$, F = 15 см (1), F = 25 см (2), F = 50 см (3); б) $\gamma_1 = 0.5^\circ$, F = 15 см, z = 100 м. Начальная длительность падающего на оптическую схему гауссова импульса $t_0 = 10$ нс, полуширина w = 1 мм, центральная частота $\omega_0 = 3 \cdot 10^{15}$ с⁻¹.

Рис. 3. Зависимость нормированной на свое максимальное значение аксиальной интенсивности импульса бесселевого типа от: а) продольной координаты *z*, б) величины базового угла γ_2 аксикона A_2 .

Таким образом, в настоящем сообщении показана возможность формирования нового типа световых полей – импульсов бесселева типа с зависящей от продольной координаты скоростью распространения - с помощью оптической схемы, включающей два аксикона и линзу. Установлено, что, изменяя параметры схемы, можно управлять распределением интенсивности указанных импульсов. Предложенные световые поля представляют интерес для оптической локации, лазерной диагностики, медицины.

Показана возможность получения нового типа световых полей – импульсов бесселева типа с зависящей от продольной координаты скоростью распространения - с помощью оптической схемы, включающей два аксикона и линзу. Установлены условия управления распределением интенсивности генерируемых световых полей.

Литература

1. Durnin J., Miceli J.J., Eberly J.H. Diffraction-free beams // Phys. Rev. Lett. - 1987. - V. 58. - P. 1499-1501.

2. Garces-Chavez V., McGloin D., Melville H., Sibbett W., Dholakia K. Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a self-reconstructing light beam // Nature. – 2002. - V. 419. – P. 145–147.

3. Zeng D., Latham W. P., Kar A. Characteristic analysis of a refractive axicon system for optical trepanning // Opt. Eng. -2006. - V. 45(9). P. 094302

4. Kasparian J., Rodrigues M., Mejean G., Yu J., Salmon E., Wille H., Bourayou R., Frey S., Andre Y.-B., Mysyrowicz A., Souerbrey R., Wolf J.-P., Woste L. White-Light Filaments for Atmospheric Analysis // Science. – 2003. – V. 301. № 5629. P. 61–64.

5. Belyi V., Forbes A., Kazak N., Khilo N., Ropot P. Bessel–like beams with z dependent cone angles // Opt. Expr. – 2010.– V. 18., № 3. – P. 1966–1973.

6. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика: Наука. - Москва, 2004.

7. Ушакова Е.Е., Курилкина С.Н. Особенности формирования фемтосекундного бесселева импульса с помощью многокольцевой диафрагмы // Журнал прикладной спектроскопии. – 2010. – Т. 77. № 3. – С. 386 – 392.

8. Борисов В.И., Лебедев В.И., Перепечко С.Н. Введение в оптику ультракоротких лазерных импульсов: МГУ им. А.А. Кулешова. – Могилев, 2005.

УДК 535:621.373.8;535:621.375.8 В.И. Лебедев, Е.О. Котяшёв, В.В. Макаревич

КООПЕРАТИВНОЕ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ В ЛАЗЕРЕ

Могилевский государственный университет имени А.А. Кулешова ул. Космонавтов, 1, 212022, г. Могилев, Беларусь Eugene.kotyashov@gmail.com

В последние годы наблюдается постоянно растущий интерес к генерации ультракоротких импульсов и оптических частотных гребенок. Эти технологии находит все новые применения в спектроскопии, точных измерениях, процессах передачи и обработки информации. Актуальной задачей в области физики полупроводниковых лазеров является получение фемтосекундных импульсов и оптических гребенок при постоянном токе накачки.

Общепринято, [1] что ультракороткий импульс является лазерным излучением и образуется в результате интерференции продольных мод лазерного резонатора с одинаковыми фазами. Генерация ультракоротких импульсов, связывают с «синхронизацией мод» лазерного резонатора и механизмами автомодуляции лазерного излучения. При этом пренебрегают возникающими при этом очевидными противоречиями: частоты гребенки строго эквидистантны, а собственные моды резонатора вследствие дисперсии активной среды – нет [2].

В рамках общепринятого подходя для получения такого режима генерации необходимы специальные устройства, помещаемые в лазерный резонатор для «синхронизации мод» - активные или пассивные затворы. Однако в титан-сапфировом лазере и лазерах других типов для генерации предельно коротких импульсов применение затворов не требуется. Для объяснения этого факта был предложен механизм автомодуляции излучения, связанный с самонаведенной керровской линзой в активной среде КLM. Однако при пороговой накачке лазер принципиально генерирует на единственной моде, при этом автомодуляция излучения должна отсутствовать. Экспериментально «моды» - дискретные частоты в спектре наблюдают в лазерах разных типов до достижения порога генерации. То есть на самом деле дискретный спектр может подтверждать лишь единственный факт, что излучение периодично во времени. КLM – механизм не объясняет главного: причин возникновения фемтосекундного импульса в лазере.

Все это указывает на то, что ультракороткие импульсы возникают в результате совершенно иного механизма, отличного от лазерной генерации – когерентного эффекта кооперативного сверхизлучения.

В докладе приводятся экспериментальные данные, которые показывают, что фемтосекундный импульс и оптическая гребенка могут возникать в полосковых гетеролазерах

61

InGaAs, возбуждаемых постоянным током при коэффициенте усиления, который существенно ниже порога возникновения лазерной генерации. Это свидетельствует о том, что ультракороткие импульсы не имеют отношения к лазерной генерации.

Этот же вывод следует относить к лазерам ультракоротких импульсов других типов.

Сверхизлучение в полупроводниковых структурах наблюдали в трехсекционных полосковых инжекционных лазерах при возбуждении наносекундными импульсами тока и при накачке постоянным током [2,3]. При этом в резонаторе лазера использовалась поглощающая секция. Она позволяла увеличить пороговый коэффициент усиления активной среды. Наряду с возникновением ультракороткого импульса особенностью сверхизлучения является смещение максимума его спектра излучения в красную область по отношению к максимуму спектра люминесценции.

В работе использовались три образца стандартных однотипных полосковых гетеролазеров InGaAs, работающих в диапазоне длин волн 650 нм. Этот тип лазеров обладает относительно высоким пороговым током стационарной генерации.





Рис.1. Характеристические кривые исследованных полосковых полупроводниковых лазеров. Пунктиром отмечена область существования периодической структуры в спектре излучения.

Спектры излучения лазеров существенно зависят от тока накачки. Они показаны на рис.2 (а,

б, в). Спектрограф ДФС-8 позволяет уверенно разрешать дискретную структуру спектра полупроводниковых лазеров. Было обнаружено, что для токов накачки существенно меньших пороговых токов лазерной генерации, спектры излучения представляют собой оптическую гребенку (рис 2a). Эта гребенка возникает при токах накачки примерно в два раза меньше пороговых. При этом максимум спектра гребенки смещен в красную область спектра. При возникновении гребенки структура спектра близка к синусоидальной форме.



Рис. 2а. Спектр оптической гребенки (ток накачки 28 мА).



Рис. 26. Спектр излучения при зарождении оптической гребенки (ток накачки 14 мА). Максимум спектра сверхизлучения смещен в красную область.



Рис.2в. Спектр лазерной генерации вблизи порогового тока накачки(36 мА).

Эволюция гребенки от синусоидальной формы огибающей к дискретной структуре происходит в процессе формирования пространственной

модовой структуры излучения лазера.

Спектру гребенки соответствует временная картина излучения в виде периодической последовательности ультракоротких импульсов. Для оценки длительности импульса и анализа его структуры измерялась автокорреляционная функция (АКФ) излучения лазера (рис.3).



Рис.3. Воспроизводимая автокорреляционная функция излучения лазера при токе накачки ниже порога генерации (27 мА).

Показанная на рисунке АКФ свидетельствует о том, что излучение состоит из периодических импульсов, длительностью порядка 200 фс. Причем добавочные импульсы

заметной амплитуды внутри резонатора отсутствуют.

Следует сразу же обратить внимание на то, что оптическая гребенка возникает при токах накачки, существенно ниже пороговых токов возникновения стационарной лазерной генерации. Это означает, что фемтосекундные импульсы не является лазерной генерацией. Коэффициент усиления активной среды в этом случае примерно в два раза ниже коэффициента потерь резонатора (100 см⁻¹). При этом фемтосекундные импульсы излучаются в

квазистационарном режиме. Таким образом необходимо признать, что процесс возникновения этих импульсов происходит в результате механизма, отличающегося от обычного вынужденного излучения, реализуемого в случае лазерной генерации. Таким механизмом, как известно, является процесс кооперативного сверхизлучения.

Таким образом измерения спектра излучения лазера с разрешением, обеспечивающим наблюдение продольных мод лазерного резонатора дает возможность различать три вида неравновесного излучения активной среды. Спонтанное и усиленное спонтанное излучение характеризуются сплошным спектром. Сверхизлучение в виде фемтосекундного импульса, циркулирующего внутри лазерного резонатора имеет дискретный спектр, вследствие периодичности следования импульсов на выходе лазера и возникает до порога генерации. Лазерная генерация возникает на единственной продольной моде резонатора, находящейся вблизи максимума контура усиления (рис. 2,в). Это излучение конкурирует со сверхизлучением и приводит к уширению фемтосекундного импульса и к нерегулярной динамике при дальнейшем повышении тока накачки и увеличении числа лазерных мод.

Таким образом, представленные результаты измерений показывают, что ультракороткий импульс, генерируемый полупроводниковым лазером является импульсом кооперативного сверхизлучения. Об этом свидетельствует факт возникновения оптической гребенки и одиночного фемтосекундного импульса ниже порога лазерной генерации. При этом спектр излучения представляет собой оптическую гребенку, содержащую около 70 дискретных частот. При возникновении оптическая гребенка сдвинута в красную сторону по отношению к спектру люминесценции. Анализ литературных данных показывает, что динамика излучения ультракоротких импульсов лазерами других типов происходит по аналогичному сценарию в случаях, когда порог сверхизлучения оказывается ниже порога генерации.

Приведены экспериментальные данные, свидетельствующие о том, что лазерные ультракороткие импульсы представляют собой импульсы кооперативного сверхизлучения.

Литература

1. Weiner Ultrafast Optics. 2009, 580 c.

2. В.И.Борисов, В.И. Лебедев, С.Н. Перепечко. Введение в оптику ультракоротких лазерных импульсов. Могилев.

3. Васильев П.П. Квантовая электроника, 24, №10 (1997).

4. Васильев П.П., Кан Х., Ота Х., Хирума Т. Квантовая электроника, 31, №10 (2001).

А. В. Науменко^а, Н. А. Лойко^а, П. Беснард^b

РЕЖИМЫ САМОСИНХРОНИЗАЦИИ МОД В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ С ВНЕШНЕЙ ЧАСТОТНО-СЕЛЕКТИВНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

^a Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, 220072 Минск, Беларусь anaum@dragon.bas-net.by

^b Высшая национальная школа прикладных наук и технологий, 22305 Ланнион, Франция

Разработка источников регулярных оптических пикосекундных импульсов на основе полупроводниковых лазеров важна для систем оптической связи, метрологии и спектроскопии. Известные методы, используемые для генерации таких импульсов это: переключение потерь или усиления, пассивная и активная синхронизация мод. Здесь мы исследуем динамику полупроводникового лазера с внешней частотно-селективной оптической обратной связью (ОС), возникающей, в частности, при сопряжении лазера с волоконной брэгговской решёткой, и показываем, что в такой схеме генерация последовательности пикосекундных импульсов возможна за счёт самосинхронизации мод внешнего резонатора. В отличие от традиционных схем пассивной синхронизации мод, включающих в резонатор нелинейный элемент, частотно-фильтрующая ОС является линейной. Рассмотрение проводится в рамках двух теоретических моделей. Первая модель основывается на модифицированных уравнениях Ланга-Кобаяши для сильной внешней OC [1,2]:

$$\dot{E} = \frac{1}{2\tau_{ph}} (1 + i\alpha)(N - 1)E(t) + \frac{1}{\tau_{in}} \ln(o + \frac{\tau_{in}\sigma e^{-i\omega_{b}\tau}F(t)}{E(t)})E + F_{E},$$
(1)

$$\dot{N} = \mu - N - N \left| E(t) \right|^2 + F_N.$$
⁽²⁾

Здесь E(t) и N(t) – нормированные значения медленно меняющейся амплитуды лазерного поля и плотности числа носителей, τ_{ph} – время жизни фотонов в лазерном резонаторе, τ_{in} – время кругового обхода лазерного резонатора, α – фактор увеличения ширины линии генерации вследствие амплитудно-фазовой связи, μ – нормированное значение плотности тока накачки лазера равное 1 в пороге лазера без ОС. ω_0 – частота излучения одиночного лазера, σ – глубина ОС, o – фактор перенормировки потерь/усиления (o = 1 в случае $1/\tau_{ph} \equiv v_g \alpha_{in} - 2/\tau_{in} \ln r_i r_2$ и $\sigma \equiv (1 - r_2^{-2})r_3/r_2\tau_{in}$, где r_1 , r_2 , r_3 – амплитудные коэффициенты отражения выходного интерфейса лазера, промежуточного интерфейса лазер-решётка с антиотражательным покрытием, решётки в максимуме, а $v_g \alpha_{in}$ – внутренние потери лазера). В уравнениях все времена нормированы на время релаксации носителей в полупроводниковом лазере τ_N . F_E и F_N – ланжевеновские шумовые источники, обусловленные процессами спонтанного излучения. F(t) – нормированная временная функция отклика частотного фильтра, которая при использовании дифракционной решётки или брэгговского отражателя описывается следующим дифференциальным уравнением [3]:

$$\dot{F} = (E(t-\tau) - (1-\Lambda)e^{2iT\omega_m}E(t-\tau-2T))/2T + i\omega_m F(t) - \Lambda/2TF(t).$$
(3)

Здесь τ – время запаздывания в цепи ОС, определяемое длиной внешнего резонатора, 2T определяется полосой отражения дифракционной решётки и фактически является временем кругового обхода излучением вдоль решётки, ω_m – частота, соответствующая максимуму отражения; для исследования влияния формы фильтра введён фактор Λ ($0 \le \Lambda \le 1$, значения 0/1 соответствуют решёточному/лоренцевскому фильтру). И вторая модель – рекуррентные уравнения, связывающие электромагнитные поля в моменты разделённые временем обхода излучением лазерного резонатора и поле запаздывающей частотно-фильтрующей ОС:

$$E(t+\tau_{in}) = \exp\left((1+i\alpha)(N-1)\tau_{in}/2\tau_{ph}\right)\left(oE(t)+\tau_{in}\sigma e^{-i\omega_0\tau}F(t)\right)+\tau_{in}F_E.$$
 (1')

На рис. 1 представлены стационарные состояния системы (1)/(1')–(3) (моды внешнего резонатора) и их устойчивость, а также функция отражения дифракционной решётки.



Функция Рисунок 1. отражения дифракционной решётки Н (верхний рисунок) и стационарные состояния системы (1)-(3)(нижний рисунок) плоскости частота-В амплитуда поля $(\Omega, |E|)$ (здесь arg(H) и Ω нормированы на 2*π*.). Устойчивые состояния отмечены точками, неустойчивые крестиками. Параметры: $\tau_{ph} = 6.935 \times 10^{-4}$, $\tau_{in} = 0.01$, $\alpha = 5$, $\mu = 1.11, \quad \tau = 0.2, \quad \sigma = 2479, \quad \omega_0 \tau = 0,$ $2T = 1.11 \times 10^{-3}$, $\omega_m = 0$, $\tau_N = 1$ ns, $\Lambda = 0$.

Для нас наибольший интерес представляют состояния, теряющие свою устойчивость вследствие бифуркации рождения цикла с частотами равными или кратными частоте внешнего резонатора n/τ (n=1,2,3,...). Фазовый портрет одного из циклов с основной частотой ($1/\tau$) приведен на рис. 2 вместе с модами внешнего резонатора (период следования импульсов близок к времени обхода составного резонатора $\tau+\tau_{in}$). Временная реализация данного режима представляет собой последовательность коротких импульсов (рис. 3а) и может интерпретироваться как следствие синхронизации мод внешнего резонатора. Пульсации амплитуды поля сопровождаются значительными осцилляциями мгновенной частоты – чирпом. Изменение амплитуды поля от 10⁻⁵ до 2 (амплитуда стационарного режима в этих единицах 0,6)



Рисунок 2. Фазовый портрет периодического режима с периодом $\tau + \tau_{in}$ в плоскости мгновенная частота – амплитуда поля и стационарные состояния. Неустойчивые состояния к возмущениям с частотой $\approx 1/\tau$ отмечены крестиками и с частотой $\approx 2/\tau$ – треугольниками. Параметры такие же как на рис.1.

сопутствует изменению частоты от 620 до 320 GHz (относительно частоты максимума отражения решётки): на переднем фронте импульса частота убывает, на заднем (за исключением небольшой области вблизи максимума импульса) – возрастает. В силу своей частотной зависимости эффективный коэффициент отражения решётки, определяющий потери составного резонатора, изменяется от 0,4 r_3 до 0,8 r_3 . Возникающая таким образом «линейная» само-модуляция потерь (Δ L) для чирпированного импульса и частотно-селективной ОС обеспечивает потенциальную возможность существования режима само- синхронизации мод. Доля осцилляций нелинейного усиления (Δ G_{nl}), обусловленных выжиганием инверсии населенностей при прохождении импульса с последующим её восстановлением, составляет лишь 14% по отношению к амплитуде осцилляций полного (чистого) усиления (Δ G_{nl}) – Δ G_{nl}) составляет 18% полного чирпа. Знак Δ G_{nl} положителен для переднего фронта импульса и отрицателен для заднего, что ведёт к раскачке и стабилизации данного режима синхронизации. Этот режим при данном уровне накачки устойчив к шумам.



Увеличение накачки приводит к увеличению глубины амплитудной модуляции режима. При некотором значении тока данный режим исчезает, и наблюдается стационарная генерация на одной из устойчивых мод внешнего резонатора. Одновременно с периодическим режимом с основной частотой (верхняя панель рис. 3b) могут сосуществовать режимы с удвоенной частотой (средняя панель рис. 3b) и более сложной формы (нижняя панель рис. 3b). Таким образом, система демонстрирует мультистабильность периодических режимов. При больших уровнях накачки появляются также режимы с утроенной, учетверённой и т.д. частотами. Индикатором возникновения пульсаций с кратными частотами может служить наличие неустойчивостей стационарных состояний к возмущениям с этими частотами. Соответствующие области параметров приведены на рис. 4 для двух стационарных состояний. Выраженная периодичность областей по силе обратной связи σ обусловлена переходом на соседние моды внешнего резонатора. При повышении уровня накачки появляются области неустойчивости по отношению к возмущениям с частотами возрастающей кратности.



Рисунок 4. Области неустойчивости стационарного состояния в окрестности частоты 493 GHz (a) и 430 GHz (b). $\sigma = \sigma_0 \exp(P/2)$

При увеличении тока накачки режим самосинхронизации рождается в результате суперкритической бифуркации Хопфа (потери устойчивости) одной из мод внешнего резонатора, при этом амплитуда осцилляций интенсивности и частоты возрастает от нулевого значения. При достижении некоторого критического тока может наблюдаться субкритическое переключение на режим синхронизации более высокой частоты. При уменьшении фактора амплитудно-фазовой связи амплитуда осцилляций медленно убывает, и при достижении значения $\alpha \approx 2,5$, режим самосинхронизации исчезает в результате субкритической бифуркации, и система переключается на одну из устойчивых мод внешнего резонатора. Сканирования форм-фактора Λ фильтра показывает, что режимы самосинхронизации более выражены для решёточного фильтра чем для лоренцевского.

Теоретически исследована динамика полупроводникового лазера с сильной внешней частотно-селективной обратной связью. Показана возможность самосинхронизации мод внешнего резонатора, расположенных в голубой области полосы пропускания фильтра, приводящая к генерации последовательности регулярных чирпированных пикосекундных импульсов с частотой кратной частоте внешнего резонатора.

Литература

1. Naumenko A., Besnard P., Loiko N., Ughetto G., Betreux J.C. IEEE J. of Quantum. Electron. 39, 1216-1228 (2003).

2. C. Guignard, P. Besnard, A. Mihaescu, N. I. Zheludev, IEEE J. Quantum Electron. 42, 1185-1195 (2006).

3. A.Naumenko, N.Loiko, M.Sondermann, K.Jentsch, T.Ackemann, Optics Communications 259/2, 823 (2006).

А.В. Науменко, Н.А. Лойко, С.Г. Русов

ДИСКРИМИНАЦИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ МОД ВЫСОКОГО ПОРЯДКА VCSEL НА ОСНОВЕ ТРАВЛЕНИЯ В БРЭГГОВСКОМ ЗЕРКАЛЕ РИСУНКА КОНЦЕНТРИЧЕСКИХ КОЛЕЦ

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь anaum@dragon.bas-net.by

Разработка стабильных созлание поперечному И одномодовых по (пространственному) индексу VCSEL высокой выходной мощности относится к числу ключевых проблем практического использования и коммерческого применения VCSEL. Для увеличения выходной мощности фабрикуют устройства с более широкими апертурами, что одновременно приводит к возникновению многомодовой генерации и как следствие деградации характеристик лазерного излучения. Здесь мы теоретически исследуем возможность подавления поперечных мод высшего порядка и таким образом стабилизации одномодовой генерации такого лазера с помощью травления на определённую глубину концентрических колец в верхнем брэгговском зеркале устройства. Параметры травления должны быть выбраны так, чтобы эффективно увеличивать потери высших поперечных мод. На рисунке 1 представлены примеры рассмотренных цилиндрически симметричных GaAs/AlGaAs- структур VCSEL (слева направо): 1) схематическое изображение структуры №1 (GaAs: показатель преломления n=3,53, толщина слоя h=69,49 нм; AlGaAs: n=2,95, *h*=79,63 нм; активная область: *n*=3,53, *h*=136,59 нм; тонкая оксидированная апертура AlO: n=1,6; квантовая яма: h=5 нм); 2) зависимость показателя преломления *n* структуры №1 с травлением от координат r и z – градация цветов от белого (для воздуха, n=1) до чёрного (для GaAs, n=3,53) – радиус апертуры 4 мкм; 3) зависимость *n(r,z)* структуры №2 с травлением, излучающей через подложку.



Рисунок 1. (Слева направо) 1) – схематическое изображение структуры №1; 2) и 3) – n(r,z) для структур №1 (рабочая длина волны λ =980 нм) и №2 (λ =965 нм) с травлением.

Для определения поперечных мод VCSEL на основе спектрального подхода [1] и программной среды CAMFR строится решение уравнений Максвелла. Поле в каждом слое с однородными характеристиками вдоль оси резонатора VCSEL представляется как сумма локальных собственных мод, константы распространения (или эффективные показатели преломления) которых получаются ИЗ решения соответствующих данному слою дисперсионных соотношений. Для каждой границы (интерфейса) между двумя соседними слоями рассчитываются матрицы отражения и прохождения, описывающие преобразование и рассеяние излучения на рассматриваемой границе. Соответствующие матрицы всей структуры определяются с помощью формализма матриц рассеяния, связывающего поля, падающие на структуру и выходящие из неё. На основе анализа матриц отражения/рассеяния всей структуры получались как сами поперечные моды лазера, так и их частоты и пороговые усиления.

На рисунке 2 представлена плотность потока энергии *S*_z в z-направлении для первых 7 собственных мод цилиндрического волноводного слоя GaAs с воздушным кольцом внутреннего радиуса 3мкм и ширины 1мкм для различных типов угловой зависимости (N) и поляризаций. Граничные условия задаются следующим образом: 1) РЕС – весь слой предполагается заключённым в идеальный металлический цилиндр (с идеальной электропроводностью) радиуса 8 мкм; 2) РМL – к действительной толщине внешней оболочки добавляется некоторая мнимая величина, эффективно вводящая потери на боковой границе.



слоёв VCSEL с травлением. (а) N=0, ТЕ-поляризация; (b) N=1 и (c) N=2, гибридные моды; $\lambda = 978$ нм.





На рисунке 3 представлены действительные (a) и мнимые (b) части эффективного показателя преломления (n_{eff}) каждой из мод. Согласно значениям n_{eff} моды классифицируются на распространяющие по волноводу (собственно волноводные) и радиационные.

Рисунок 4a демонстрирует поведение диагональных элементов полной матрицы резонатора, получаемой как произведение матриц отражения верхнего и нижнего брэгговских стеков ($Q=R_{top} \times R_{bot}$), от модового индекса. В спектральном разложении используется 600 мод, $\lambda = 978,5$ нм, моды гибридные. Рассматривается структура с травлением одного кольца радиуса 3 мкм и ширины 1 мкм на глубину 10 слоёв в верхнем брэгговском зеркале. На рисунках 4b,с представлены спектры собственных (EV) и сингулярных (SVD) значений матрицы резонатора. Минимально возможное SVD-значение, называемое сигмой резонатора, равно нулю.



Рисунок 4. Диагональные элементы матрицы резонатора \mathbf{Q} (a), её собственные (b) и сингулярные (c) значения.

Генерирующая лазерная мода находятся из условия резонанса, когда собственное значение матрицы **Q** становится равным 1 (сигма резонатора обращается в 0). Из минимизации сигма резонатора в пространстве (длина волны – усиление активного слоя), определяются сами лазерные моды, их пороговые усиления g_m и длины волн λ_m . Пример зависимости сигма резонатора (и следующего по величине *SVD* значения) от λ приведен на рисунке 5: (а) ТЕ поляризация, 400 мод; (b) ТМ поляризация, 400 мод; (c) 600 гибридных мод. Рисунок 6 демонстрирует распределение электрического поля |E| гибридных и ТЕ мод в гетероструктуре в зависимости от координат г и z.



Рисунок 5. Два минимальных сингулярных значения матрицы резонатора Q от λ для TE (a), TM (b) и гибридной (c) поляризации.



Эффективность подавления боковых мод оценивалась по величине коэффициента устойчивости η , который характеризует степень отличия порогового усиления основной генерирующей моды и моды ближайшей к ней по своему усилению: $\eta = (g_1 - g_0) / g_0$. Здесь g_0 и g_1 – усиление активного слоя, необходимое для генерации фундаментальной моды и моды ближайшей к ней по усилению (пороговые усиления данных мод). Параметр η пропорционален интервалу тока накачки, в котором одномодовый режим генерации устойчив.

Для VCSEL №1 с λ =980 нм без травления коэффициент устойчивости η=0,046. Травления концентрического кольца радиусом 3 мкм и шириной 0,25 мкм на глубину 11 слоёв приводит к η=1,025. Таким образом, в данном случае коэффициент устойчивости фундаментальной моды возрастает в 20 раз. Для VCSEL №2 с λ =965 нм без травления коэффициент устойчивости η=0,046. Травления кольца до границ мезы радиусом 2,7мкм на глубину 6 слоёв приводит к η=0,071, на глубину 12 слоёв к η=0,092 и на глубину 20 слоёв к η=0,31. Таким образом, здесь коэффициент устойчивости возрастает в 7 раз. Наличие внутренних потерь в верхнем брэгговском зеркале существенно ухудшало возможности максимизации коэффициента устойчивости фундаментальной моды.

Продемонстрированы возможности подавления поперечных мод высшего порядка и таким образом стабилизации одномодовой генерации VCSEL с помощью травления на определённую глубину концентрических колец в верхнем брэгговском зеркале. Получены зависимости пороговых усилений каждой из мод от параметров травления: максимальный коэффициент устойчивости фундаментальной моды возрастал от 7 до 20 раз.

Литература

1 P.Bienstman, R.Baets. Optical modeling of photonic crystals and VCSELs using eigenmode expansion and perfectly matched layers. Opt. and Quant. Electron. 2001. V.33. P.327-341.
УДК 535.5

В.А. Пилипович, А.И. Конойко, А.И. Митьковец, А.М. Поликанин

СИНТЕЗ МЕТОДОВ НИЗКОВОЛЬТНОЙ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИИ ДОБРОТНОСТИ ЛАЗЕРНЫХ РЕЗОНАТОРОВ ДЛЯ ВИДИМОЙ И ИК ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Институт физики имени Б.И.Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь kanojka@inel.bas-net.by

Для осуществления модуляции света наиболее перспективными считаются методы, основанные на применении электрооптического эффекта, для кристаллов время релаксации оценивается в 10⁻¹² секунды и менее [1, с.639]. Эти методы позволяют осуществлять как амплитудную, поляризационную, фазовую, так и частотную модуляцию. Важное место среди амплитудных электрооптических модуляторов занимают электрооптические лазерные затворы, работающие в видимой и ближней ИК области спектра. В результате обширных физических исследований электрооптических сред к настоящему времени установлена очень важная с практической точки зрения закономерность, состоящая в том, что величина электрооптического эффекта и его быстродействие - величины взаимосвязанные: чем больше эффект, тем меньше его быстродействие. Поэтому сейчас уже не пытаются решить проблему управления оптическим излучением путем синтеза некой необычно эффективной электрооптической среды [2, с.3].

Электрооптические средства амплитудной модуляции оптического излучения включают в себя разнокачественные системы: электронный и оптический тракты. На эффективность их работы негативное влияние оказывает скин-эффект, упругооптический и пьезоэлектрический эффект, изменение температуры, как внешней среды, так и вследствие рассеиваемой электрической мощности, что особо сказывается при использовании высокочастотных управляющих сигналов.

Из выше сказанного следует, что повышение скорости и эффективности амплитудной модуляции оптического излучения можно достичь только за счет системной оптимизации физических процессов в системах амплитудной модуляции лазерного излучения. Поэтому существует необходимость в системном развитии методов высокоскоростной и эффективной модуляции добротности лазерных резонаторов генерирующих излучение в видимой и ИК области спектра.

Поляризационная модуляция оптического излучения базируется на управлении интерференцией ортогонально поляризованных когерентных между собой световых волн в анизотропных средах. В ИК диапазоне электромагнитного спектра прозрачны, в основном, электрооптические среды, обладающие поперечным электрооптическим эффектом. Для модуляции поляризованного излучения поперечном поляризационной линейно на

73

электрооптическом эффекте снижения величины управляющего напряжения (до 2-х раз) можно достичь за счет расщепления линейно поляризованного светового пучка на два ортогонально поляризованных, их фазовой модуляции и последующего суммирования. Оптическая схема поляризационного лазерного затвора реализующего данный метод изображена на рисунке 1a, где: 1 – поляризатор; 2 – поляризационный расщепитель; 3, 4 – первый и второй электрооптические элементы; 5, 7 – первое и второе зеркало. Лучевая прочность такого лазерного затвора увеличится в два раза, по сравнению с существующими в настоящее время, при одинаковом светопропускании, а величина его управляющего напряжения будет определяться выражением: $U = \lambda d / 4n^3 r_{ij}l$; где: λ - длина волны генерируемого излучения; d – величина апертуры; l – длина электрооптического кристалла; n – показатель преломления электрооптического кристалла; n – показатель преломления



Рисунок 1 - Оптические схемы низковольтных высокоэффективных лазерных затворов на базе а) – поляризационной модуляции, б) – управляемой двух лучевой интерференции

Существующие в настоящее время оптические схемы двух лучевых интерферометров предполагают наличие полупрозрачных расщепителей для формирования каналов интерферирующих световых пучков [3 с.83,94;4 с.116]. Такие расщепители обуславливают большие световые потери, поэтому такие интерферометры для модуляции добротности лазерных резонаторов мало эффективны. В то же время дифракционная эффективность трехмерных голограмм может доходить до 100% [4 с.280], поэтому использование их в качестве расщепителей для электрооптических лазерных затворов на базе двух лучевой интерференции может представлять интерес. Так, на рисунке 16 представлена оптическая система лазерного затвора, реализующего метод амплитудной модуляции линейно поляризованного излучения, где: 1 – расщепитель; 2, 3 – первый и второй электрооптические элементы; 4, 5 – первый и второй отражатели. Этот метод заключается в расщеплении

светового пучка при помощи объемной голограммы, которая представляет собой две брэгговские решетки с параллельными штрихами, на два линейно поляризованных в одной плоскости, их фазовой модуляции и последующего суммирования. Этот метод также как и предыдущий позволяет осуществлять высокоэффективную амплитудную модуляцию излучения с величиной управляющего напряжения в 2 раза меньшей чем у существующих. К недостаткам изложенных выше методов можно отнести жесткие требования к равенству оптических путей интерферирующих волн и точности их совмещения.

Существующие в настоящее время оптические схемы много лучевых интерферометров типа Фабри-Перо, которые можно применять для целей амплитудной модуляции лазерного излучения предполагают наличие частично прозрачных зеркал для ввода излучения в интерферометр (резонатор) [3 с.66], что приводит к невысокой эффективности их работы. Эти зеркала обуславливают большие световые потери. Поэтому представляет интерес рассмотреть метод амплитудной модуляции плоско поляризованного излучения на базе поперечного электрооптического эффекта и многолучевой интерференции, который можно реализовать за счет ввода излучения без потерь в систему, состоящую из двух связанных резонаторов с управляемой добротностью. На рисунке 2 представлены возможные варианты оптических схем лазерных затворов на базе двух связанных резонаторов, где: 1 – светоделитель; 2,3,4 – отражатели; 5,6,7 – электрооптические элементы и зависимость интенсивности выходного излучения от величины изменения разности фаз интерферирующих световых пучков $\Delta\delta$.



Рисунок 2 – Оптические схемы лазерных затворов на базе двух связанных резонаторов с электрооптическим элементом, находящимся в а) – общем плече; б) – в двух разделенных плечах; в) – во всех плечах и г) – зависимости интенсивности выходного излучения рассмотренных затворов от изменения разности фаз интерферирующих световых пучков ∆δ

Этот метод также как и предыдущие позволяет осуществлять высокоэффективную амплитудную модуляцию излучения с величиной управляющего напряжения в 2 раза меньшей чем у существующих, причем величина интенсивности света на резонансной частоте по расчетам может усиливаться в десятки раз. К его недостаткам можно отнести особо жесткие требования к равенству оптических путей интерферирующих волн.

Особый интерес представляют собой кольцевые многолучевые интерферометры. Поэтому представляет интерес рассмотреть метод низковольтной высокоэффективной

амплитудной модуляции лазерного излучения на базе поляризационной модуляции при помощи электрооптического эффекта и многолучевой интерференции в кольцевом резонаторе, в который ввод излучения реализуется практически без потерь при помощи объемного голографического элемента представляющего собой одинарную брэгговскую голографическую решетку, обладающую высокой дифракционной эффективностью. На рисунке 3 представлена оптическая схема такого кольцевого лазерного затвора, где: 1 – вращатель плоскости поляризации на угол 45°, обеспечивающий накопление угла поворота плоскости поляризации как при прямом, так и обратном ходе; 2 – вращатель плоскости поляризации на угол 45°; 3 – кольцевой резонатор; 4 – равнобедренная треугольная призма с брэгговской решеткой; 6 – поляризационный элемент; 7,9,10 – первый, второй и третий отражатели; 8 – электрооптические элементы и расчетная зависимость величины интенсивности света на его выходе от разности фаз Г, наводимой электрооптическим элементом.



Рисунок 3 – Оптическая схема кольцевого лазерного затвора а) и расчетная зависимость интенсивности света на его выходе I от разности фаз Г, наводимой электрооптическим элементом б) – общий вид; в) – увеличенный вид начального участка расчетной зависимости

Для случая, когда I=I₀ наводимая в первом электрооптическом элементе требуемая разность составит порядка 7°30'. Требуемая для этого величина управляющего напряжения составит порядка $U_{\lambda/2}/24$, что в 12 раз меньше чем у существующих лазерных затворов.

Рассмотрены особенности функционирования лазерных затворов на основе кристаллов с поперечным электрооптическим эффектом. Предложены схемы модулирующих устройств, обеспечивающие минимизацию управляющего напряжения. В них используется принципы разложения светового пучка на две поляризованные компоненты при раздельном управлении каждой из них, управляемой многолучевой интерференции и поляризационной модуляции.

Литература

1. Петров В.М., Макаревская Е.В. Кристаллография. 23 (1878) 639-640.

2. Бережной А.А. Электрооптические модуляторы и затворы // Оптический журнал. – 1999. – Т. 66. – №7. – С. 3 – 19.

3. Нагибина, И.М. Интерференция и дифракция света / И.М. Нагибина. – Л.: Машиностроение, 1985. – 332 с.

4. Кольер, Р. Оптическая голография / Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин. - М.: "Мир". 1973. - 686 с.

УДК 621.373:535.375

А.С. Дементьев¹, И. Демин¹, Э. Мураускас¹, Н. Славинскис¹, Р. Чегис², И. Лаукайтите²

ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ МИНИЛАЗЕРЫ С КОРОТКОЙ ДИТЕЛЬНОСТЬЮ ИМПУЛЬСОВ: МОДЕЛИРОВАНИЕ, ЭКСПЕРИМЕНТ, ПРИМЕНЕНИЯ

¹Центр физических наук и технологий, проспект Саванорю, 231, LT-02300, Вильнюс, Литва

aldement@ktl.mii.lt ²Вильнюсский технический университет им. Гедиминаса, Саулетякио ал. 11, LT-10223, Вильнюс, Литва

Для многих применений требуются лазеры с высокой частотой повторения коротких импульсов. Микролазеры с пассивной модуляцией добротности (МД) позволяют получать импульсы субнаносекундной длительности. Однако энергия таких импульсов (обычно менее 100 мкДж) часто недостаточна для эффективного их применения. Поэтому все большее внимание уделяется твердотельным миниатюрным лазерам (ТТМЛ) с МД и диодной накачкой [1], которые могут генерировать импульсы со значительно большей энергией, но и большей длительностью. В связи с этим по-прежнему актуальна проблема эффективного сжатия коротких импульсов, используя нелинейнооптические методы, такие, например, как ВРМБ- или ВКР- компрессия [2,3]. Особой простотой и надежностью в эксплуатации отличаются ТТМЛ с пассивной МД, которые находят в настоящее время самые разнообразные применения [1]. Следует отметить также, что в таких лазерах относительно легко достигается одномодовая генерация. Кроме того, энергия и длительность генерируемых импульсов мало чувствительны к изменению интенсивности накачки. В то же время, к сожалению, флуктуации интенсивности накачки являются основной причиной большого временного джиттера (ВД) периода следования генерируемых импульсов, который и является основным недостатком таких лазеров. Поэтому в данной работе обсудим в основном возможности уменьшения ВД и эффективного сжатия генерируемых импульсов.

Проблема уменьшения ВД лазеров с МД актуальна уже длительное время (см., например, [4,5] и цитируемую там литературу). Как правило, лазеры с активной МД резонатора [4] обладают меньшими ВД по сравнению с лазерами, в которых используются пассивные методы модуляции. Поэтому для получения одномодовой генерации с малым ВД импульсов иногда используется комбинированная активно-пассивная МД резонаторов [5], в которой активным элементам МД отводится вспомогательная роль, и поэтому требования к их техническим характеристикам не очень высоки. Другим весьма эффективным методом стабилизации частоты следования импульсов является подсветка пассивного лазерного затвора (ПЛЗ) дополнительным стабилизированным оптическим источником [6]. Использование электрооптических затворов и управляемой обратной связи позволяет не только стабилизировать энергетические и временные параметры генерируемых импульсов, но и с высокой точностью синхронизировать лазеры между собой. Однако использование таких методов уменьшения ВД существенно усложняет конструкцию лазера. Поэтому представляется интересным исследовать более детально предложенный несколько лет назад (см. [7] и цитируемую там литературу) способ уменьшения ВД за счет использования прямоугольно модулированной строго периодической накачки. Этот способ уменьшения джиттера особенно привлекателен простотой реализации, так для этого достаточно, по утверждению авторов, только модулировать ток накачки лазерного диода (ЛД).

Исследование ВД численными методами требует учета статистической природы инициирования процесса генерации шумами спонтанного излучения и проведения расчетов генерации большого числа импульсов с последующей статистической обработкой результатов. Поэтому обычно для оценки величины ВД используют либо аналитические [7], либо численные [8] методы анализа сильно упрощенной точечной модели лазера (ТМЛ), в которой не учитываются шумы спонтанного излучения, штарковское расщепление уровней, а процессы релаксации возбуждений описываются с помощью так называемых коэффициентов вырождения инверсии. Созданные нами в рамках более продвинутой ТМЛ эффективные методы расчета динамики генерации [9] позволяют успешно преодолеть указанные выше трудности.

В безразмерных величинах система уравнений модифицированной ТМЛ с учетом как указанных выше, так и других свойств АЭ и ПЛЗ, имеет вид

$$\chi \frac{d\phi}{dt} = \left[n_u - n_l - \sum_i (\widetilde{\sigma}_{0i} n_{a1}^{(i)} + \widetilde{\sigma}_{ei} n_{a2}^{(i)}) f_i(\theta) \right] \phi - \left[\overline{\alpha} + \overline{\alpha}_a + \overline{\alpha}_R + \overline{\alpha}_Q(t) \right] \phi + \widetilde{\varepsilon} \frac{n_3}{\tau_{32}},$$
(1)

$$\frac{dn_3}{dt} = R_p * (t)[n_{Nd} - n_2 - n_3^*] - \phi(n_u - n_l) - \frac{n_3}{\tau_{32}}, \qquad (2)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \phi(n_u - n_l) - \frac{n_2}{\tau_{21}} + \frac{n_3}{\tau_{32}}, \ n_u - n_l = f_u n_3 - f_l n_2,$$
(3)

$$\frac{dn_{a1}^{(i)}}{dt} = -\beta \overline{\sigma}_0^{(i)} n_{a1}^{(i)} f_i(\theta) (\phi + \phi_b(t)) + \frac{n_{a2}^{(i)}}{\tau_{a21}}, \quad i = 1, 2, \quad f_1(\theta) = \cos^2 \theta, f_2(\theta) = \sin^2 \theta.$$
(4)

Система обозначений в основном соответствует принятым в работе [9]. Здесь дополнительно в уравнении (2) учтено, что при интенсивной накачке через четвертый возбужденный уровень $(n_3^* = n_3)$, либо при так называемой прямой накачке в верхний лазерный уровень (при этом $n_3^* = n_3(1 + f_3^{(13)} / f_1^{(13)})$, а численное значение накачки $R_p^*(t)$ тоже изменяется) необходимо учитывать истощение населенностей основного уровня $n_1(t)$. Просветление ПЛЗ описывается введением внешнего поля $\phi_b(t)$.

Расчеты показали, что спонтанное излучение обуславливает минимальный ВД, который обычно на много порядков ниже экспериментально регистрируемых ВД для ТТМЛ с пассивной МД. Учет истощения нижнего уровня существенно увеличивает период следования импульсов, однако на величину ВД, который в основном обусловлен временной нестабильностью накачки, влияет относительно слабо.



Рис. 1. Осциллограммы, регистрирующие джиттер импульсов генерации в случае пассивной (слева, развертка 200 мкс/дел) и активной с обратной связью (справа, развертка 400 нс/дел) МД ТТМЛ.

Расчеты для модулированной накачки дали следующие результаты. В непрерывном режиме накачки, когда мощность накачки испытывает плавные (в расчетах - периодические) изменения в течение периодов, много больших периода следования генерируемых импульсов, отношение δ_g дисперсии периода ΔT_g к среднему периоду T_g равно δ_{CW} =2,41. В случае модулированной накачки минимальные значения (в оптимальных условиях) составляли: для накачки прямоугольными импульсами равной длительности - δ_{mod} =0,165, а при модуляции составными прямоугольными импульсами разной длительности - δ_{com} = 0,0165. Таким образом, теоретически возможное уменьшение джиттера составляет примерно порядок величины в первом случае, и два – во втором. Отметим, что плавная периодическая модуляция накачки с относительной амплитудой в один процент сохранялась во всех случаях. Расчеты для импульсной накачки дают δ_{imp} = 0,152, что близко к экспериментально наблюдавшимся результатам (рис. 1). Расчет джиттера при просветлении ПЛЗ дополнительными импульсным источником со стабильными параметрами дает δ_{sat} = 0,000127, т.е. улучшение на четыре порядка. Практически такого же малого джиттера удается достичь при активной МД (рис. 1).

Экспериментально джиттер исследовался в Nd:YAG TTMЛ с пассивной (пластинкой из Cr:GSGG толщиной 2,2 мм с начальным пропусканием $T_{1064} = 12\%$) и активной (с обратной связью) МД при продольной диодной накачке активного элемента (AЭ) длиной 10 мм и диаметром 6 мм лазерным диодом (JENOPTIK Laser GmbH JOLD-120-QPXF-2P W), излучение которого через световод подводилось к четырехлинзовому фокусирующему устройству, с помощью которого через дихроичное (глухое для лазерного излучения и просветленное для излучения накачки) зеркало фокусировалось в АЭ так, чтобы перетяжка пучка находилась примерно на середине его длины. Nd:YAG минилазер с пассивной МД, накачиваемый прямоугольными импульсами с длительностью $\tau_p \approx 200$ мкс и энергией $W_p \leq 20$ мДж. Лазеры с активной электро-оптической МД имели большую длину резонатора и генерировали несколько более длинные импульсы. Для получения максимально коротких импульсов в



Рис. 2. Осциллограммы импульсов ТТМЛ (слева, развертка 1,25 нс/дел) и сжатых при встречном электрострикционном взаимодействии импульсов (справа, развертка 100 пс/дел).

режиме МД необходимо использовать резонаторы с большими полезными потерями. В этом случае бегущие во встречных направлениях волны испытывают резкие изменения интенсивности внутри резонатора и применение точечной модели лазера становится не вполне правомерным. Поэтому нами была развита модель лазера на основе бегущих плоских волн интенсивности [10], которая чувствительна к порядку расположения элементов внутри резонатора и предсказывает более короткую длительность импульсов.

Основные закономерности процесса формирования пространственно-временной структуры световых волн при обратных вынужденных рассеяниях (ВР), в том числе сжатия импульсов в режиме генерации с уровня шумов спонтанного рассеяния, в настоящее время известны достаточно хорошо (см. [2,3] и цитированную там литературу). Однако для реализации ВРМБ-компрессии коротких импульсов требуются высокие интенсивности импульсов накачки, при которых развиваются конкурирующие эффекты, ограничивающие минимально достижимые длительности стоксовых импульсов. Нами экспериментально реализован новый способ сжатия коротких импульсов ТТМЛ при их усилении в поле сфокусированной встречной накачки той же несущей частоты и длительности в среде с электрострикционным механизмом нелинейности. Показано, что возможно эффективное сжатие импульсов до длительностей меньше 70 пс (рис. 2) в средах типа CCl₄, в которых время релаксации гиперзвуковых волн близко к длительности взаимодействующих импульсов. Учитывая, что время отклика использованной измерительной системы составляет примерно 40 пс, можно утверждать, что реальная длительность сжатых импульсов близка к 50 пс. За счет того, что процесс усиления начинается не с уровня шумов спонтанного рассеяния, сжатие внешнего затравочного импульса возможно и при энергиях импульсов накачки, меньших пороговых энергий ВРМБ. Для практических применений очень важно, что при этом существенно (в несколько раз) повышается их энергетическая и временная стабильность и уменьшается временной джиттер сжатых импульсов по сравнению со случаем ВРМБ-компрессии от уровня спонтанных шумов рассеяния. Оптимизацией интенсивности и времени задержки затравочных импульсов можно значительно расширить диапазон энергий фокусированных импульсов накачек, при которых возможна эффективная передача энергии в сжатые встречные импульсы, а влияние

конкурирующих эффектов типа ВКР, самофокусировки и оптического пробоя относительно мало.

Использование накачки, промодулированной прямоугольными импульсами, позволяет в минилазерах с пассивной модуляцией добротности уменьшить временной джиттер на два порядка, а просветление ПЛЗ дополнительным импульсным источником - на четыре порядка. Такого же малого джиттера удается достичь экспериментально при использовании активной модуляции добротности с обратной связью. Новый способ сжатия коротких импульсов при их усилении в поле сфокусированной встречной накачки той же несущей частоты и длительности позволил в CCl₄ получить импульсы с длительностью меньшей 60 пс. Для практических применений очень важно, что при этом в несколько раз повышается их энергетическая и временная стабильность и уменьшается временной джиттер сжатых импульсов по сравнению со случаем ВРМБ-компрессии от уровня спонтанных шумов рассеяния.

Литература:

1. Zayhowski J.J., Welford D., Harrison J. Miniature Solid-State Lasers // In: The Handbook of Photonics, 2nd ed. - New York, CRC Press, 2007. - Ch.10, P. 1-98.

2. Бузялис Р.Р., Гирдаускас В.В., Дементьев А.С. и др. Пространственно-временная структура импульсов каскадных ВР-компрессоров // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1991. - Т.55, № 2. С. 270-278.

3. Phase conjugate laser optics. Eds A.Brignon, J-P. Huignard. - Hoboken NJ, John Wiley & Sons Inc., 2004.

4. Buzelis R., Dement'ev A., Kosenko J., Murauskas E. Generation of short single-mode pulses in Nd:YAG laser using controllable electrooptic Q-switching // Lithuanian J. Phys. – 1998. - V.38, No.1. – P. 63-66.

5. Buzelis R., Dement'ev A., Kosenko J., Murauskas E., Navaka R., and Radžiūnas M. Generation of short pulses with low jitter in combined actively and passively Q-switched Nd:YAG laser with short resonator // Lithuanian J. of Physics - 1998 - V.38, No.3. – P. 286-297.

6. Cole B., Lei J., DiLazaro T., Schilling B., Goldberg L. Optical triggering of a Q-switched Nd:YAG laser via transverse bleaching of a Cr:YAG saturable absorber // Appl. Opt. – 2009. - V. 48, No. 31. - P. 6008-6014.

7. Беловолов М.И., Шаталов А.Ф. Импульсная генерация лазера на кристалле кальцийгаллий-германиевого граната Ca₃Ga₂Ge₃O₁₂:Nd³⁺ с малым джиттером периода следования импульсов при комбинированной диодной накачке // Квантовая электроника. - 2009. - Т.39, №1. - С. 25-30.

8. Yan P., Tian X., Gong M.-I., Xie T., Laser performance of monolithic Cr,Nd:YAG crystal with prepumping modulation // Opt. Eng. – 2005. – V.44, No.1. - P. 014201.

9. Dement'ev A. and Navakas R. Modelling of generation of solid state minilasers with combined active-passive Q-switching and diode pumping // Lithuanian J. Phys. – 1999.- V. 39, No. 6. - P. 469-480.

10.Dement'ev A.S., Čiegis R., Laukaitytė I., Slavinskis N. Numerical analysis of laser diode longitudinally pumped solid-state laser generation dynamics using traveling wave model // Math. Model. Anal., - 2010.- V.15, No.1. – P. 23-38.

О. Е. Костик, В. В. Машко, Л. Л. Тепляшин

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СУБМИКРОННЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ КОМПАКТНОГО ДВУХЧАСТОТНОГО Nd:YAG ЛАЗЕРА

Институт физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси, Проспект независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь teplyashin@imaph.bas-net.by

Современные средства измерения в субмикронной области базируются, в основном, на использовании газовых лазеров, имеющих большие геометрические размеры и ограниченные параметры выходного излучения. Между тем, в настоящее время газовые лазеры в ряде областей их традиционных применений, включая эталоны длины, заменяются компактными твердотельными лазерами с диодной накачкой. Поэтому весьма актуальным является изучение возможностей применения последних для измерения субмикронных геометрических величин и перемещений.

В работе исследовано влияние малых изменений длины резонатора Nd:YAG лазера с продольной накачкой излучением лазерного диода (рис. 1) на параметры двухчастотной генерации. Показана высокая чувствительность величины межчастотного интервала к таким изменениям. На этой основе предложен метод измерения перемещений в субмикронной области.



Рисунок 1 – Схема компактного твердотельного лазера с продольной диодной накачкой.

Для получения двухчастотного режима генерации первоначально с помощью двух дополнительных эталонов Фабри-Перо с оптической базой 2,3 (предварительный селектор) и

7,5 мм (главный селектор) выделялась одна продольная мода, которая затем расщеплялась на две ортогонально поляризованные компоненты с помощью фазоанизотропного элемента. В качестве последнего служила стеклянная подложка выходного зеркала, подвергнутая сжатию в направлении, перпендикулярном оси резонатора, с помощью пьезоэлемента. Максимальное усилие, развиваемое пьезоэлементом, составляло 25 кг. При нагрузке в 12,5 кг межчастотный интервал двухчастотной генерации был равен 270 МГц. Данная нагрузка на внутрирезонаторном оптическом элементе не приводила к уменьшению мощности генерации, что свидетельствует об отсутствии оптичиских искажений и разъюстировок. Однако, такая деформация, помимо создания разницы в показателях преломления для линейно ортогонально поляризованных волн, увеличивала длину оптического элемента и, следовательно, всего резонатора, что вызывало изменение частоты генерации. В случае деформирующей нагрузки 12,5 кг перестройка частоты составляла 380 Мгц. Ее можно было компенсировать перемещением выходного зеркала.

Обнаружено, что при фиксированной величине анизотропии межчастотный интервал заметно изменяется при сканировании частот в пределах контура усиления. Это вызвано частотной зависимостью разности набега фаз компонент двухчастотной генерации. Такая зависимость может быть обусловлена дисперсией как показателя преломления активной среды, так и фазовых набегов световых волн в селектирующих элементах.

Как показал расчет (см. рис. 2), основной вклад в изменение Δν межчастотного интервала на уровне нескольких МГц вносят помещенные в резонатор лазера эталоны Фабри-Перо. При этом, при прочих одинаковых условиях, поправка Δν растет пропорционально базе эталона. Максимальный вклад активной среды составляет несколько сотен кГц.



 изменение за счет усливающей среды, 2 – изменение за счет главного селектора.
 Рисунок 2 – Зависимости изменения межчастот-ного интервала от отстройки частоты двухчастотной генерации относительно центра контура усиления

Сканирование генерируемых частот осуществлялось посредством изменения базы резонатора лазера при прецизионном перемещении выходного зеркала с помощью пьезокорректора. Количество генерируемых продольных мод контролировалось с помощью сканирующего интерферометра Фабри-Перо, сигнал с котрого подавался на цифровой осциллограф, а межчастотные интервалы – анализатором спектра или частотомером, на которые подавался сигнал с нелинейного фотоприемника.

Пассивная стабилизация резонатора лазера осуществляется за счет использования в его конструкции беспружинных юстировочных элементов (аналогичные используются в лазерных эталонах) и использования элементов конструкции, изготовленных из материалов с низким коэффициентом теплового расширения.

Проведены детальные исследования зависимости частоты биений двух ортогонально поляризованных компонент расщепленной продольной моды (межчастотный интервал) от напряжения, подаваемого на пьезокорректор. Эта зависимость, как и следовало ожидать из результатов расчета (см. рис. 2), носит периодический характер. Период определяется областью свободной дисперсии основного селектора.

При достаточном коэффициенте усиления активной среды (мощности накачки) наблюдается также периодическое изменение частотного состава излучения лазера: смена режимов генерации одной и двух продольных мод и соответственно двух и четырех расщепленных частот. Последний режим возникает в очень узком частотном интервале при примерно симметричном положении соседних нерасщепленных мод резонатора относительно контура пропускания основного селектора. В остальном интервале частот осуществляется генерация двух компонент.

Период изменения частотного состава выходного излучения при сканировании длины резонатора определяется смещением продольных мод на межмодовый интервал, т.е. изменением базы резонатора на половину длины волны излучения лазера (0,53 мкм). Ему соответствует изменение напряжения на пьезокорректоре примерно на 25 В. Зная это соответствие, можно произвести калибровку пьезокорректора, т.е. изменения длины резонатора в зависимости от измеряемого изменения межчастотного интервала.

Зависимость частоты биений компонент генерации от напряжения, подаваемого на пьезокорректор, имеет линейные участки, которые соответствуют перемещению зеркала резонатора в пределах нескольких десятых долей микрона. На рис. 3 приведена часть такого участка при начальном расщеплении частот генерации, обусловленном только фазовой анизатропией резонатора, равном примерно 75 МГц. При этом реализуется чувствительность изменения частоты биений к изменению базы резонатора 15,1 МГц/мкм.



Рисунок 3 – Зависимость частоты биений от напряжения, подаваемого на пьезокорректор

Выявленные закономерности могут составить основу метода измерения малых (субмикронных) перемещений. Возможность такого измере-ния демонстрируют данные рис. 3. Соседние точки на графике соответствуют пере-мещению зеркала резонатора примерно на 50 нм.

Таким образом, высокая чувствительность величины межчастотного интервала генерации двухчастотного твердотельного лазера с диодной накачкой к изменению длины резонатора дает возможность определения малых перемещений. Экспериментально надежно зарегистрированы перемещения около 50 нм. Принятие более серьезных мер по по стабилизации резонатора и оптимизация его параметров позволят продвинуться в сторону меньших величин.

Показана высокая чувствительность величины межчастотного интервала двухчастотного твердотельного лазера к малым изменениям длины резонатора. На этой основе предложен метод измерения перемещений в субмикронной области. Надежно зарегистрированы перемещения около 50 нм.

В.В. Кабанов¹, М.В. Богданович¹, А.В. Григорьев¹, А.Г. Рябцев², Г.И. Рябцев¹, М.А. Щемелев²

КОМПАКТНЫЕ ЭРБИЕВЫЕ ЛАЗЕРЫ С ЧАСТОТОЙ СЛЕДОВАНИЯ ИМПУЛЬСОВ 1–5 ГЦ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИИ И ДАЛЬНОМЕТРИИ

¹Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь v.kabanov@dragon.bas-net.by ²Белорусский государственный университет, пр. Независимости. 4, 220030 Минск, Беларусь

Твердотельные лазеры с диодной накачкой являются перспективными источниками излучения для оптических систем широкого применения. В современных системах спектроскопического анализа веществ, дальнометрии и целеуказания для получения мощного излучения в условно безопасном для органов зрения спектральном диапазоне (~1,5 мкм) используются лазеры с активными элементами на основе эрбий-иттербиевых стекол [1, 2]. При разработке и создании таких излучателей основное внимание уделяют компактности, надежности и качеству выходного лазерного пучка, что достигается применением поперечной диодной накачки, пассивной модуляции добротности и оптимизацией параметров резонатора, затвора и геометрии активного элемента. Целью работы, выполняемой авторами в Институте физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, является разработка эффективных методов создания компактных эрбиевых лазерных излучателей для конкретных практических приложений.

Первым этапом создания твердотельного лазера с диодной накачкой и пассивной модуляцией добротности является математическое моделирование работы лазера, проводимое на основе скоростного уравнения для числа фотонов генерации и системы балансных уравнений, описывающих динамику населенностей энергетических уровней ионов Er^{3+} и Yb³⁺ в активном элементе, а также ионов Co²⁺ в пассивном затворе. Модель учитывает наличие в активном элементе непрокачиваемых областей, процессов кумулятивной и кооперативной апконверсии, которые приводят к ограничению максимального усиления в активном элементе, а также понижают эффективность заселения верхнего лазерного излучения от начального пропускания затвора, полученных при различных коэффициентах отражения выходного зеркала, определялись оптимальные параметры резонатора, активного элемента и затвора. Основным критерием являлось достижение максимальной эффективности преобразования излучения накачки в излучение генерации при условии ограничения плотности мощности излучения внутри резонатора на уровне 1 ГВт/см², превышение которого может привести к разрушению используемых оптических покрытий.

В результате, были созданы четыре образца компактных эрбиевых лазеров с энергией выходного излучения 2-10 мДж, частотой следования импульсов 1-5 Гц и длительностью импульсов, не превышающей 20 нс, рисунок 1.



Рисунок 1 – Фотографии созданных образцов компактных твердотельных эрбиевых лазеров

Для измерения выходной энергии, длительности импульса и оценки качества выходного пучка экспериментальных образцов эрбиевых лазеров разработан специальный стенд, позволяющий проводить исследования в широком диапазоне температур. Длина собранных в корпусе образцов лазеров не превышает 75 мм, ширина – 45 мм и высота – 30 мм. Параметр качества выходного лазерного пучка созданных образцов не превышает 1,2. Все разработанные лазеры работают без использования систем принудительного охлаждения.

Литература

1. J. E. Nettleton et al. Monoblock laser for a low-cost, eyesafe, microlaser range finder // Applied Optics. – 2000. – Vol. 39, No 15. – P. 2428–2432

2. A. J. McGrath et al. Injection-Seeded, Single-Frequency, Q-Switched Erbium:Glass Laser for Remote Sensing // Applied Optics. – 1998. – Vol. 37, No 24. – P. 5706-5709.

Секция 3.

Новые лазерно-оптические материалы

УДК 535.37 + 535.34:541.14 М.П. Самцов¹, С.А. Тихомиров², Л.С.Ляшенко³, О.В. Буганов², Д.Г. Мельников¹, Е.С. Воропай³

ФОТОНИКА МОЛЕКУЛ ТРИКАРБОЦИАНИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ НІТС В РАСТВОРАХ

¹Институт прикладных физических проблем, Минск, Беларусь; ²Институт физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь ³Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Одним из возможных направлений применения катионных полиметиновых красителей является их использование в качестве фотосенсибилизаторов для фотохимиотерапии рака [1] и биологических меток для различных применений. Механизм фотоактивности этого класса соединений не укладывается в рамки схемы, в которой повреждение опухолевых клеток обусловлено исключительно образованием синглетного кислорода [2]. Как установлено в [3] индотрикарбоцианиновые красители в раковых клетках локализованы в области с низкой диэлектрической проницаемостью и находятся преимущественно в виде контактных ионных пар. Это обстоятельство данные 0 сохранении фотоцитотоксичности и индотрикарбоцианиновых красителей в гипоксийных условиях [1] позволяют предположить в качестве стартового механизма повреждения раковых клеток фотоиндуцированный перенос заряда в контактных парах с образованием свободных радикалов [4]. В этой работе спектрально идентифицирован процесс, который интерпретирован как сверхбыстрый перенос заряда в контактных ионных парах, вследствие которого может происходить образование свободных радикалов. Цель настоящей работы состоит в установлении процесса ответственного за образование радикалов в растворах молекул полиметиновых красителей при ИХ фотовозбуждении.

В настоящей работе приведены результаты исследований спектрально-кинетических и фотохимических свойств красителя HITC с противоионами йод, бром и перхлорат в средах, где молекулы красителя находятся в разных ионных формах. С фемтосекундным временным разрешением исследована динамика нестационарных спектров поглощения растворов при соблюдении условий, обеспечивающих перевод в возбужденное состояние молекул индотрикарбоцианиновых красителей в определенной ионной форме.

В качестве растворителей использовались в основном этанол и дихлорбензол (ДХБ), которые были очищены по стандартным методикам. Выбор растворителей обусловлен в частности тем, что в малополярном дихлорбензоле спектры поглощения исследованных красителей по положению совпадают с их спектрами в клеточных структурах. Немаловажным обстоятельством при выборе растворителей явилось также то, что они имеют одинаковую вязкость при комнатной температуре. Нестационарные спектры поглощения регистрировались с использованием фемтосекундного спектрометра [5], в основе которого лежит оригинальный генератор фемтосекундных импульсов на сапфире с титаном [6], синхронно накачиваемый импульсным лазером на Nd: YAG с пассивной синхронизацией мод и отрицательной обратной связью.

Наиболее достоверными данными по установлению состояния ионного равновесия молекул в растворе являются результаты, которые позволят сделать заключение о расстоянии между анионом и катионом красителя. В этом плане, для случая наличия в анионе красителя тяжелого атома, и при условии что его молекулы в растворе находятся в виде контактных ионных пар из-за эффекта внешнего тяжелого атома можно ожидать увеличения вероятности интеркомбинационной конверсии. Для случая образования контактных пар, в связи с близким расположением катиона от аниона, такой эффект должен проявляться и при малых концентрациях красителя. С другой стороны для этого же соединения, но при условии диссоциации молекул на ионы, наличие тяжелых атомов в анионе не должно проявляться при таких же концентрациях. Для красителей перхлората и йодида в высокополярном этиловом спирте совпадает форма и положение спектров поглощения и флуоресценции, одинаковые квантовые выходы и времена жизни флуоресценции, совпадают значения квантового выхода фотодеструкции (Ф). Следует учитывать, что в растворах основной механизм сенсибилизации кислорода HITCI – безызлучательный перенос энергии от молекул красителя в триплетном состоянии, а механизм фотодеструкции – самосенсибилизированное окисление синглетным кислородом [7]. В связи с этим Ф является параметром, значения которого определяются величиной выхода молекул красителя в триплетное состояние. Поэтому совпадение этих параметра при невысокой концентрации для красителей йодида и перхлората свидетельствуют о том, что в полярных растворителях катион и анион красителя находятся на удалении и не взаимодействуют, т.е соединения находятся в виде свободных ионов. Для красителя HITC на основании анализа спектрально-люминесцентных и фотохимических свойств в растворах различной полярности установлено, что в дихлорбензоле соединение находится исключительно в виде контактных ионных пар. В полярном этаноле молекулы красителя находятся в виде свободных ионов.

На рис. 1 приведены скорректированные на дисперсию групповой скорости нестационарные спектры поглощения НІТС в ДХБ и этаноле. Регистрируемые спектры имеют в целом вид сходный со спектрами для индотрикарбоцианиновых красителей близкой структуры. В видимой области спектра проявляется наведенное $S_1 \rightarrow S_n$ – поглощение, а в ближней ИК-области регистрируется отрицательный сигнал (просветление полосы $S_0 \rightarrow S_1$ – поглощения и усиление в полосе флуоресценции).

90





Рис.1. Спектры нестационарного поглощения НІТС в ДХБ на различных временных задержках(1,2). Стационарные спектры поглощения(3) и флуоресценции(4).

Рис.2. Спектры нестационарного поглощения НІТСВг в ДХБ(3) и в ДХБ с 10⁻²М тетрааммонийбромида (4).Стационарные спектры поглощения (1) и флуоресценции (2)

Стационарные спектры поглощения красителя и в дихлорбензоле и этаноле имеют сходный вид, в тоже время спектры поглощения из возбужденного электронного состояния имеют отличия как в полосе $S_1 \rightarrow S_n$ – поглощения в видимой области, так и в ближней ИК-области спектра. В дихлорбензоле проявляется дополнительная полоса с $\lambda_{\text{макс}} = 736$ нм. Поскольку, как было показано выше, при возбуждении раствора красителя в дихлорбензоле осуществляется перевод в возбужденное состояние молекул в виде контактных ионных пар, а в этаноле – свободных ионов, наблюдаемые различия в нестационарных спектрах поглощения можно связать с образованием свободных радикалов в результате сверхбыстрого переноса заряда в контактных ионных парах. Зарегистрированный нестационарный спектр для красителя в дихлорбензоле в этом случае представляет собой суперпозицию спектра поглощения из возбужденного электронного состояния нейтральных молекул и спектра поглощения из возбужденного электронного состояния нейтральных молекул и спектра поглощения из возбужденного электронного состояния нейтральных молекул в рацикалов.

Таблица.1 Квантовый выход фотодеструкции HITC(ClO4, Br, I) в дихлорбензоле и этаноле в воздухонасыщенных и обескислороженных растворах при фотовоздействии излучением 740 нм

	Противоион (Раст-тель)	СlO ₄ (ДХБ)	ClO ₄ (этанол)	І (ДХБ)	I (этанол)	Br (ДХБ)	Br (ДХБ+10 ⁻² М ТАБ)	Br (этанол)	Br (этанол+10 ⁻² М ТАБ)
	O ₂	1,6.10-6	1,3.10-6	3,2.10-6	1,4.10-6	1,2.10-6	4,3.10-6	1,2.10-6	1,0.10-6
ĺ	Без О2	7,9·10 ⁻⁸	7,2.10-8	1,1.10-7	7,4.10-8	8,0.10-8	2,8.10-7	7,0·10 ⁻⁸	6,0·10 ⁻⁸

Для установления образования свободных радикалов проведено сравнение квантовых выходов фотодеструкции ПК в воздухонасыщенных и обескислороженных растворах (табл.1) и при введении соли тетрааммонийбромида в концентрации с=10⁻² M, присутствие которой увеличивает долю контактных ионных пар в растворах ПК. В воздухонасыщенных растворах ПК квантовые выходы фотодеструкции ПК в этаноле и ДХБ имеет близкие значения. В дегазированных растворах ПК в этаноле квантовых выход фотодеструкции более чем на порядок меньше по сравнению с воздухонысыщенным раствором и его значение не зависит от противоиона и введения дополнительной соли. В дегазированных растворах ПК в ДХБ введение соли уже приводит к возрастанию квантового выхода фотодеструкции в 3,5 раза, что свидетельствует о существовании наряду с фотодеструкцией, обусловленной наличием в растворе остаточного кислорода, действием иного механизма фотообесцвечивания. Как отмечалось выше, в спектре наведенного поглощения ПК в дихлорбензоле проявляется дополнительная полоса с $\lambda_{\text{макс}} = 736$ нм. Вклад данной полосы в суммарный спектр нестационарного поглощения увеличивается при введении в раствор дополнительной соли приводящей к увеличению доли тесных контактных ионных пар (рис.2). При этом введение соли вызывает падение квантового выхода флуоресценции красителя в пропорции, коррелирующей с изменением интенсивности новой полосы, а также сопровождается увеличением квантового выхода фотодеструкции дегазированного раствора. Полученные данные позволили заключить, что наблюдаемые эффекты обусловлены сверхбыстрым переносом заряда в тесных контактных ионных парах, в результате чего образуются свободные радикалы.

Установлено, что в этаноле молекулы НІТС находятся в виде свободных ионов, в дихлорбензоле – в виде контактных ионных пар. На основании сопоставления закономерностей необратимых фотопревращений НІТС в обескислороженных и воздухонасыщенных растворах и данных по фемтосекундной спектроскопии показано, что наблюдаемые различия могут быть обусловлены сверхбыстрым переносом заряда в контактных ионных парах, вследствие которого происходит образование свободных радикалов.

Литература

1. Y.P. Istomin, E.N. Alexandrova, E.A. Zhavrid, E.S. Voropay, M.P. Samtsov, K.N. Kaplevsky, A.P. Lugovsky, A.A. Lugovsky. Experimental oncology, 28 (2006) 80–82

2. E. Delaey, F.Laar, D.Vos A.Kamuhabwa, P.Jacobs, P.Witte. J. Photochem. Photobiol. B, 55 (2000) 27-36

- 3. Е.С. Воропай, М.П. Самцов, К.Н. Каплевский, А.А. Луговский. Журн. прикл. спектроскопии, 71 (2004) 168—172
- 4. М.П. Самцов, С.А. Тихомиров, О.В. Буганов, К.Н. Каплевский, Д.Г. Мельников, Л.С. Ляшенко. Журн. приклад. Спектроскопии, 76 (2009) 830—838
- 5. А.П. Блохин, М.Ф. Гелин, О.В. Буганов, В.А. Дубовский, С.А. Тихомиров, Г.Б. Толсторожев. Журн. прикл. спектр., 70 (2003) 66—72

6. Н.А. Борисевич, О.В. Буганов, С.А. Тихомиров, Г.Б. Толсторожев, Г.Л. Шкред. Квантовая электроника, 28 (1999) 225—231

7. Е.С. Воропай, М.П. Самцов. Опт. и спектр., 62 (1987) 64-67

Н.И. Сушко, О.Н. Третинников

ФОТОХРОМНЫЕ НАНОКОМПОЗИТЫ НА ОСНОВЕ ПОЛИВИНИЛОВОГО СПИРТА И ФОСФОРНО-ВОЛЬФРАМОВОЙ КИСЛОТЫ

Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, 220072, Минск, просп. Независимости 68 sushko@dragon.bas-net.by

Фосфорно-вольфрамовая кислота (ФВК) представляет собой разновидность полиоксометаллатов (ПОМ) – нанокластерных соединений на основе оксидов переходных металлов [1]. Диспергирование ПОМ в матрицах органических полимеров, обладающих высокой протон-донорной активностью, позволяет получать фотохромные нанокомпозитные материалы [2-4], перспективные для применения в оптических и оптоэлектронных технологиях, системах записи и хранения информации. Целью данной работы являлось изучение структуры и фотохромных свойств нанокомпозитных пленок поливиниловый спирт/фосфорновольфрамовая кислота (ПВС/ФВК) методами ИК спектроскопии и спектроскопии электронного поглощения.

Нанокомпозитные пленки получали поливом водного раствора ПВС/ФВК на дно чашек Петри. После сушки при 20-25 °C в течение 24 ч пленки отделяли от подложки. Для экспонирования пленок УФ излучением применяли две спаренные ртутные лампы ДРТ-400. Излучение на линии 365 нм выделяли полосовым фильтром УФС-6. ИК спектры измеряли на Фурье-спектрометре Nicolet Nexus-670. Спектры электронного поглощения измеряли на спектрофотометре UV-Vis-NIR Cary 500.

Анион ФВК $[PW_{12}O_{40}]^{3-}$ имеет структуру Кеггина [1]. Она образована центральным тетраэдром PO₄, окруженным 12 октаэдрами WO₆, собранными в четыре триады W₃O₁₃, состоящими из трех связанных ребрами октаэдров. Триады W₃O₁₃ соединены друг с другом и с центральным тетраэдром PO₄ вершинами. В результате в структуре аниона можно выделить 4 внутренних (связанных с атомом P) и 36 внешних (связанных только с атомами W) атомов кислорода. При этом имеется 3 типа внешних кислородных атомов: 1) входящих в состав концевых групп W=O, 2) образующих мостиковые связи W–O–W внутри триады W₃O₁₃, и 3) образующих мостиковые связи W–O–W между триадами. Атомы кислорода указанных типов называют концевыми, внутритриадными и межтриадными и обозначают O_d, O_c и O_b, соответственно. Внутренние атомы кислорода обозначают O_a.

На рис. 1 представлены ИК спектры в области 700-1800 см⁻¹ тонкого слоя ФВК, полученного из водного раствора на поверхности кристалла KRS-5, пленки ПВС и нанокомпозитной пленки ПВС/ФВК (содержание ФВК 10%).



Рис. 1. ИК спектры ФВК (1), пленки ПВС (2) и нанокомпозитной пленки ПВС/ФВК с содержанием ФВК 10 масс.% (3)

Спектр ФВК содержит полосы при 1079, 980, 888 и 796 см⁻¹, характерные для анионов ФВК кеггиновской структуры. Полосы при 1079 и 980 см⁻¹ относятся к валентным колебаниям групп Р–О_а и W=O_d, а полосы при 888 и 796 см⁻¹ – к антисимметричным валентным колебаниям мостиков W-O_b-W и W-O_c-W. В спектре ПВС наблюдается характерная сложная полоса при 1094 см⁻¹, обусловленная валентными колебаниями связей С-О и С-С, а также полосы деформационных колебаний групп CH₂ (1425, 918 и 852 см⁻¹) и CH (1331 см⁻¹). Анализ спектра нанокомпозитной пленки показывает, что введение ФВК в матрицу ПВС приводит к высокочастотному смещению полос поглощения ФВК v_a(W-O_b-W) и v_a(W-O_c-W) на 9 и 24 см⁻¹, соответственно, и не сказывается на частоте полос $v(P-O_a)$ и $v(W=O_d)$. Эти данные опровергают вывод работы [3] об ослаблении электростатических взаимодействий между анионами ФВК в полимерной матрице в результате увеличения расстояния между анионами. Основным спектральным признаком изменения расстояния между анионами ФВК является смещение полосы v(W=Od) [5]. Поскольку при введении ФВК в матрицу ПВС положение данной полосы не изменяется, можно утверждать, что расстояние между анионами остается неизменным. Существенное высокочастотное смещение полос v_a(W-O_b-W) и v_a(W-O_c-W) следует объяснить электростатическим отталкиванием между ПВС и ФВК, возникающим вследствие образования водородных связей между гидроксилами ПВС и мостиковыми атомами кислорода ФВК. Величина смещения не зависит от концентрации ФВК в исследованном диапазоне концентраций (5-50%). Это означает, что доступность анионов ФВК для водородного связывания с макромолекулами ПВС не изменяется с ростом концентрации анионов в полимерной матрице.

Нанокомпозитные пленки ПВС/ФВК приобретают устойчивую синюю окраску под действием УФ излучения. Максимальное окрашивание пленок при используемых условиях УФ экспонирования достигалось в течение 60 мин. ИК спектры пленки ПВС/ФВК с содержанием ФВК 50%, измеренные до и после УФ облучения, показаны на рис. 2а. Спектр после облучения существенно отличается от спектра до облучения в области полос поглощения ФВК. Для детального анализа этого эффекта ИК спектр ФВК был выделен «в чистом виде» путем вычитания спектра пленки ПВС из спектра пленки ПВС/ФВК (рис. 26). Оказалось, что в результате облучения интенсивность полос $v(P-O_a)$, $v_a(W-O_b-W)$ и $v_a(W-O_c-W)$ уменьшается в несколько раз, при этом их положение не изменяется. Полоса $v(W=O_d)$, напротив, сохраняет свою интегральную интенсивность, но изменяет положение с 980 см⁻¹ на 973 см⁻¹.



Рис. 2. ИК спектры пленки ПВС/ФВК с содержанием ФВК 50 вес.% до (——) и после (----) УФ облучения (а) и результаты вычитания из этих спектров ИК спектра пленки ПВС (б)

Известно, что электрохимическое протонирование ФВК сопровождается существенным уменьшением интенсивности полос $v_a(W-O_b-W)$ и $v_a(W-O_c-W)$ при сохранении интенсивности полосы $v(W=O_d)$ [6]. Аналогичное поведение интенсивности данных полос при УФ облучении пленок ПВС/ФВК логично связать с фотоиндуцированным переносом протона от ПВС к ФВК. Единственным каналом переноса протона в данном случае является водородная связь. Как показано выше, гидроксилы ПВС образуют водородные связи исключительно с мостиковыми атомами кислорода ФВК. Поэтому протонирование идет только по этим кислородным атомам. Низкочастотное смещение полосы $v(W=O_d)$ может быть связано с образованием комплекса с переносом заряда по концевым атомам кислорода ФВК и депротонированным атомам

кислорода ПВС, в результате чего степень окисления ионов вольфрама понижается и ФВК переходит в окрашенное состояние [7].

На рис.3. показаны спектры электронного поглощения пленки ПВС/ФВК с содержанием ФВК 20%, измеренные до и после УФ облучения. Исходная пленка не поглощает излучение в рассматриваемом спектральном диапазоне. После облучения в спектре пленки появляются три полосы поглощения с максимумами при 480, 740 и 1250 нм. Полосу при 480 связывают с d-d электронными переходами в ионах W^{5+} , а полосы при 740 и 1250 нм – с переходами с переносом заряда $W^{5+} \rightarrow W^{6+}$.



Рис 3. Спектры электронного поглощения пленки ПВС/ФВК до (1), после (2) УФ облучения и после отбеливания на воздухе в течение 22 ч (3) и 10 дней (4).

Облученные пленки ПВС/ФВК при хранении на воздухе теряют окраску, что связано с диффузией атмосферного кислорода, вызывающего переход анионов ФВК в исходное (окисленное) состояние (рис. 3).

Нанокомпозитные пленки поливиниловый спирт/фосфорновольфрамовая кислота (ПВС/ФВК) исследованы методами ИК спектроскопии и спектроскопии электронного поглощения. Введение ФВК в матрицу ПВС приводит к образованию водородных связей между ОН группами ПВС и мостиковыми атомами кислорода ФВК. Концевые кислородные атомы ФВК в водородном связывании не участвуют. Экспонирование пленки УФ излучением вызывает фотоиндуцированный перенос протонов от ПВС к ФВК и присоединение их к мостиковым кислородам ФВК, а также образование комплекса с переносом заряда между депротонированными атомами кислорода ПВС и концевыми атомами кислорода ФВК. В результате степень окисления ионов вольфрама понижается, в электронном спектре ФВК появляется полоса d-d переходов в ионах W^{5+} (480 нм) и две полосы переходов с переносом заряда $W^{5+} \rightarrow W^{6+}$ (740 и 1250 нм), пленки приобретают синюю окраску.

Литература.

1. М.С.Поп. Гетерополи- и изополиоксометаллаты, Наука. Новосибирск, 1990

2. К.В.Юмашев, А.М.Маляревич, Н.Н.Поснов, И.А.Денисов, М.В.Артемьев, Д.В.Свиридов, В.П.Михайлов. Нелинейная спектроскопия фотоокрашенных нанокомпозитов поливольфрамовой кислоты // Квантовая электроника. –1998.–Т.25, №8. – С. 730–734. 3. L.M.Ai, W.Feng, J.Chen, Y.Liu, W.Cai. Evolution of microstructure and photochcromic behavior of polyvinyl alcohol nanocomposite films containing polyoxometalates // Mater. Chem. Phys. – 2008. – V.108, N.1. – P. 131–136.

4. Н.И.Сушко, О.Н.Третинников. Структура и фотохромные свойства нанокомпозитных пленок поливиниловый спирт/фосфорно-вольфрамовая кислота // Журн. прикл. спектроск. – 2010. – Т. 77, № 4. – С. 612–617.

5. C.Rocchiccioli-Deltcheff, M.Fournier, R.Franck, R.Thouvenot. Vibrational investigations of polyoxometalates. 2. Evidence for anion-anion interactions in molybdenum(VI) and tungsten(VI) compounds related to the Keggin structure // Inorg. Chem. – 1983. – V.22, N.2. – P. 207–216.

6. B.Orel, U.Lavrenčič-Štangar, M.G.Hutchins, K.Kalcher. Mixed phosphotungstic acid/titanium oxide gels and thin solid xerogel films with electrochromic-ionic conductive properties //J. Non-Crystalline Solids. – 1994. – V.175, N.2-3. – P. 251–262.

7. T.Yamase. Photo- and electrochromism of polyoxometalates and related materials // Chem. Rev. – 1998. – V.98.– P. 307–326.

В.В.Филиппов

ТЕМПЕРАТУРНО-НЕЗАВИСИМЫЕ ФАЗОВЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ ИЗОНОРМАЛЬНЫХ ВОЛН В ГЛАВНЫХ ПЛОСКОСТЯХ КРИСТАЛЛОВ МОНОКЛИННОЙ СИНГОНИИ

Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь filippov@dragun.bas-net.by

Кристаллы двойных вольфраматов (KGd(WO₄)₂, KLu(WO₄)₂, KY(WO₄)₂), содержащие ионы редкоземельных элементов, имеют широкие перспективы для использования в лазерной технике. Одна из особенностей кристалла KGd(WO₄)₂ (КГВ) состоит в том, что термооптические коэффициенты его главных показателей преломления отрицательны, а компоненты тензора коэффициентов теплового линейного расширения α_{ik} положительны и сравнимы по величине с термооптическими коэффициентами. Благодаря этому, а также ввиду значительной анизотропии в кристалле КГВ возможны такие направления распространения волн, для которых набег фазы не будет изменяться с температурой. Четыре таких направления были экспериментально обнаружены в работе [1]. Очевидно, эти температурно стабильные (атермальные) фазовые направления представляют интерес для лазерных приложений. Из-за низкой симметрии кристалла КГВ (моноклинная сингония, точечная группа симметрии 2/m) они могут быть найдены только численно. Однако для трех главных плоскостей оптической индикатрисы задача упрощается и для каждой из двух изонормальных волн удается получить или уравнение для нахождения атермальных направлений или аналитическое решение. Полученные выражения могут быть использованы для расчета атермальных фазовых направлений в других матричных кристаллах группы вольфраматов.

Из условия независимости фазы от температуры следует: $\Delta n/n + \Delta l/l = 0$, где $\Delta l/l$ относительное удлинение кристалла, $\Delta n/n$ – относительное изменение показателя преломления волны в кристалле. Относительное удлинение кристалла описывается тензором коэффициентов линейного теплового расширения α . В направлении **n** при изменении температуры на 1К оно равно [2] **n** α **n**, а условие независимости фазы от температуры принимает вид:

$$\mathbf{n}\alpha\mathbf{n} + n^{-1}dn/d\mathbf{T} = 0,\tag{1}$$

Показатели преломления изонормальных волн в двуосном кристалле довольно сложным образом выражаются через компоненты тензора диэлектрической проницаемости кристалла ε . Тензор ε принимает диагональный вид в системе главных осей с единичными векторами \mathbf{u}_p , \mathbf{u}_m , \mathbf{u}_g , которые совпадают с осями оптической индикатрисы *p*, *m*, *g* соответственно. Температурное изменение показателя преломления волны dn/dT зависит от направления распространения волны и выражается через термооптические коэффициенты для главных показателей

преломления кристалла, i = p, *m*, *g*. Введем относительные термооптические коэффициенты $T_i = n_i^{-1} dn_i / dT$. Первый член в выражении (1) всегда положителен, тогда как второй – отрицателен. Тензор α в системе главных осей тензора ε **u**_p, **u**_m, **u**_g не приводится к диагональному виду и имеет компоненту $\alpha_{mg} \neq 0$. Ситуация значительно упрощается для главных плоскостей тензора ε . Если главная плоскость перпендикулярна, например, оси **u**_p, то в одной из изонормальных волн вектор электрического поля параллелен **u**_p, а показатель преломления равен n_p (обыкновенная волна). Вторая волна поляризована в главной плоскости, а её показатель преломления зависит от направления **n** и вычисляется через n_m и n_g , как для необыкновенной волны [3]. Любое сечение эллипсоида относительных удлиненений главными плоскостями тензора ε является эллипсом.

Зададим направление распространения **n** полярным углом θ между векторами **n** и **u**_g и полярным углом ψ между векторами **n** и **u**_p (в кристаллах КГВ вектор **u**_p совпадает с направлением оси 2): **n** = sin θ ·cos ψ ·**u**_p + sin θ ·sin ψ ·**u**_m + cos θ ·**u**_g. Полагаем, что углы θ и ψ изменяются в пределах: $0 \le \theta < \pi$, $0 \le \psi \le \pi/2$. Тогда для главных плоскостей получаем.

Плоскость p - m ($\theta = \pi/2$). Здесь $\mathbf{n}\alpha \mathbf{n} = \alpha_p Cos^2 \psi + \alpha_m Sin^2 \psi$. Для обыкновенной волны $n = n_g$ и атермальное направление определяется простым выражением

$$Cos \psi = \sqrt{\frac{T_g + \alpha_m}{\alpha_m - \alpha_p}},$$
(2)

Для необыкновенной волны как тепловое расширение, так и показатель преломления зависят от направления распространения волны, поэтому выражение для угла, задающего атермальное направление имеет более сложный вид:

$$tg^{2}\psi = \frac{-(ra_{1}+b_{2})\pm\sqrt{(ra_{1}+b_{2})^{2}-4ra_{2}b_{1}}}{2ra_{2}},$$
(3)

$$a_1 = T_p + \alpha_p, \qquad a_2 = T_p + \alpha_m, \qquad r = \frac{n_m}{n_p}.$$

$$(4)$$

Здесь, в зависимости от параметров кристалла, для $tg^2\psi$ может быть одно или два решения, тогда как решения для ψ со знаками + и – эквивалентны в силу симметрии задачи в плоскости p – m.

Плоскость p - g ($\psi = 0$). Если ввести угол θ' , дополнительный к θ ($\theta' = \pi/2 - \theta$), то для нее относительное линейное уширение определяется выражением: $\mathbf{n}\alpha\mathbf{n} = \alpha_p Cos^2 \theta' + \alpha_g Sin^2 \theta'$, а показатель преломления обыкновенной волны $n = n_m$. Поэтому для плоскости p - g для атермальных направлений получаем выражение

$$\cos\theta' = \pm \sqrt{\frac{T_m + \alpha_g}{\alpha_g - \alpha_p}},\tag{5}$$

которое отличается от (2) заменой подстрочных индексов $m \leftrightarrow g$. Поскольку $-\pi/2 < \theta' \le \pi/2$, то должны учитываться оба решения (5). Для необыкновенной волны для угла θ' получаем выражение (3) с новыми коэффициентами, которые можно получить из (4) путем указанной замены подстрочных индексов:

$$a_1 = T_p + \alpha_p, \qquad a_2 = T_p + \alpha_g, \qquad r = \frac{n_g}{n_p}.$$
(6)

Плоскость т – *g* ($\psi = \pi/2$). В этой плоскости экстремумы теплового расширения кристалла не совпадают с осями **u**_m и **u**_g: **n**α**n** = $\alpha_g Cos^2 \theta + \alpha_m Sin^2 \theta + \alpha_{mg} Sin 2\theta$. Для обыкновенной волны (*n* = *n*_p) в общем случае имеется два решения

$$tg\theta = \frac{-\alpha_{mg} \pm \sqrt{\alpha_{mg}^2 - (T_p + \alpha_m)(T_p + \alpha_g)}}{T_p + \alpha_m}.$$
(7)

Для необыкновенной волны атермальные направления находятся из уравнения

 $[\alpha_g + \alpha_m + (\alpha_g - \alpha_m)Cos2\theta + 2\alpha_{mg}Sin2\theta][\varepsilon_g + \varepsilon_m + (\varepsilon_g - \varepsilon_m)Cos2\theta] + \varepsilon_g T_m + \varepsilon_m T_g + (\varepsilon_g T_m - \varepsilon_m T_g)Cos2\theta = 0$ (8) Оно представляет собой полное уравнение 4-ой степени относительно $Cos2\theta$ и может быть решено только численно.

	Атермальные фазовые направления					
Главная плоскость	Известные	Новые				
m - $g(\psi = \pi/2)$	θ=107,7° θ=139,5	$\theta = 130, 1^{\circ} \theta = 108, 1$				
	обыкновенная волна ^о	необыкновенная волна°				
g - p ($\psi = 0$)	$\theta = 114,4^{\circ} \qquad \theta = 65,6^{\circ}$	$\theta = 126,6^{\circ}$ and $\theta = 53,5^{\circ}$				
	обыкновенная волна°	необыкновенная волна				
p - m ($\theta = \pi/2$)		ψ = 51,4 обыкновенная волна				
		ψ = 40,1° необыкновенная волна				
Направления, для которых		$\psi = 34,0^{\circ}, \theta = 131,8^{\circ}$				
фазы обеих волн атермальны		$\psi = 83,4^{\circ}, \theta = 107,4^{\circ}.$				

Таблица 1. Атермальные фазовые направления в кристалле КГВ

Для расчета атермальных направлений в главных плоскостях кристалла КГВ использовались значения тензора коэффициентов теплового расширения и температурные коэффициенты главных показателей преломления (для длины волны 632.8 нм), полученные в [1]: в единицах (×10⁻⁵K⁻¹) $\alpha_p = 0.24$, $\alpha_m = 1,10$, $\alpha_g = 1,70$, $\alpha_{mg} = 0,71$; $dn_g/dT = -1,0$, $dn_m/dT = -1,6$, , $dn_g/dT = -1,5$. Значения главных показателей преломления на длине волны 632,8 нм взяты из работы [4].

Для остальных кристаллов двойных вольфраматов, используемых в лазерной технике, все необходимые для расчета параметры (оптические постоянные, термооптические коэффициенты, четыре компонента тензора α_{ik}) неизвестны. Однако в силу структурной идентичности кристаллов всем им должна быть присуща указанная кристаллу КГВ особенность. Количество атермальных фазовых направлений в них будет зависеть от соотношения между оптическими постоянными, термооптическими коэффициентами и компонентами тензора α_{ik} .

Получены расчетные выражения для атермальных фазовых направлений в главных плоскостях оптической индикатрисы моноклинных кристаллов. Установлено, что в главных плоскостях кристалла КГВ имеется десять атермальных фазовых направлений. По два атермальных направления для обех изонормальных волн существует в плоскостях с главными показателями преломления n_m , n_g и n_p , n_g и по одному направлению для каждой из изонормальных волн – в плоскости n_p , n_m . Четыре из них вычисленные направлений совпадают с эксперименально найденными в работе [1].

Литература:

- Biswal S., O'Connor S.P., and Bowman S.R., Thermo-optical parameters measured inytterbium-doped potassium gadolinium tungstate //Apll. Opt. – 2005–. T.44, N15. – P.3093-3097.
- 2 Най Дж. Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц. ИЛ. М., 1960.
- 3 Федоров Ф.И., Филиппов В.В. Отражение и преломление света прозрачными кристаллами. Наука и техника, Минск: 1976.
- Filippov V. V., Kuleshov N. V., and Bodnar I. T., Negative thermo-optical coefficients and athermal directions in monoclinic KGd(WO₄)₂ and KY(WO₄)₂ laser host crystals in the visible region // Appl. Phys. B, 2007. Vol.8, No.4. P.611-614.

УДК 539.2; 535.36; 681.327.22

С.Я. Прислопский¹, В.А. Сокол², В.А. Яковцева², Г.В. Литвинович², С.В. Гапоненко¹

ПЛЕНКИ НАНОПОРИСТОГО АНОДНОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В СИСТЕМАХ ПОДСВЕТКИ

¹Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси пр-т Независимости 68, Минск, Беларусь, 220072 ²Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники Бровки 6, Минск, Беларусь, 220013 prislopski@imaph.bas-net.by

В настоящее время ведется активный поиск новых технологий и материалов для диффузно-рассеивающих пленок, являющихся важными элементами систем подсветки жидкокристаллических индикаторов, повышающими их оптические характеристики. Пленки пористого анодного оксида алюминия (ПАОА) представляются весьма перспективными для этих целей.

1. Методика изготовления образцов

В качестве исходного материала использовали алюминиевую фольгу (99,99% чистоты) толщиной 100 мкм. Перед анодированием фольгу химически полировали в смеси ортофосфорной и азотной кислот в весовом соотношении 8:1. Обратную сторону образцов защищали маскирующим слоем. Пористое анодирование алюминия проводили с одной стороны подложки в две стадии. На первой стадии формировали слой пористого оксида толщиной порядка 5 мкм с регулярной структурой пор. Сформированный на первой стадии слой ПАОА химически удаляли в смеси фосфорной и хромовой кислот при 60°С. После этого на поверхности алюминиевой фольги оставались ямки травления полусферической формы - отпечатки дна ячеек первичного пористого оксида алюминия.

Далее проводилось второе анодирование. При этом поры на поверхности алюминиевой фольги зарождаются не хаотически, а в местах отпечатков ячеек первичного оксида, повторяя размер диаметра ячейки. Диаметр пор и расстояние между порами определяются параметрами процесса электрохимического анодирования, в частности, составом используемого электролита и напряжением анодирования. Толщина пленок задается временем анодирования и плотностью анодного тока. Напряжение анодирования устанавливали с постоянной скоростью развертки 1,0 В/с. Температуру электролита поддерживали постоянной с точностью $\pm 0,5$ °C. Плотность тока устанавливалась постоянной после 10 - 15 минут от начала процесса анодирования. По виду сверху такие светорассеивающие пленки представляют собой сотовую структуру.

Затем с обратной стороны подложки удаляли маскирующий слой и проводили химическое травление оставшегося алюминия с обратной стороны подложки для получения свободных пленок нанопористого оксида алюминия. Поры в полученных таким образом свободных пленках нанопористого оксида алюминия с одной стороны были закрыты барьерным слоем, представляющим собой плотный анодный оксид алюминия. Далее проводили травление барьерного слоя для получения свободных пленок нанопористого оксида алюминия с открытыми каналами пор.

2. Экспериментальные данные

Свободную пленку ПАОА помещали непосредственно на светодиодную панель подсветки и измеряли интенсивность проходящего света. Эти данные сравнивались с данными, полученными без использования пленок ПАОА. Свободные пленки ПАОА обеспечивают усиление интенсивности излучения в видимой области спектра в среднем на 11% (рисунок 1).



Рисунок 1 - Спектры излучения светодиодной системы подсветки без образца и с образцом (верхняя панель) и дифференциальный спектр (нижняя панель)

Исследование спектров излучения светодиодной системы подсветки с пленками пористого анодного оксида алюминия, содержащими барьерный слой различной толщины, показало, что спектры не имеют существенных различий.

Оценка влияния диаметра пор анодного оксида алюминия, сформированного в одном электролите, на оптические характеристики пленок показала, что пленки с меньшим диаметром пор обеспечивают большую интенсивность излучения.

Изучены поляризационные характеристики излучения, рассеянного ПАОА. На рисунке 2 представлены нормированные поляризационные диаграммы излучения, рассеянного вдоль пор пленки ПАОА и перпендикулярно поверхности коммерческой пленки "Kimoto" PF-90S M/M. Отсчеты 0° и 180° соответствуют плоскости падения естественно поляризованного излучения на образец. Угол падения равен 50°.

В случае нанопористого оксида алюминия в рассеянном вдоль пор излучении преобладает р-составляющая. Разница между интенсивностями р- и s-компонент достигает 16%. Для коммерческой пленки "Kimoto" PF-90S M/M данное различие не наблюдается.



Рисунок 2 - Нормированные поляризационные диаграммы излучения, рассеянного перпендикулярно поверхности пленки ПАОА (а) и "Kimoto" PF-90S M/M (б)

На основании измерений и моделирования свойств ПАОА установлено, что величина двулучепреломления (разность показателей преломления вдоль нормали к поверхности образца и в направлении по касательной к поверхности) в лучших образцах достигает 0,08, что полностью согласуется с раннее опубликованными значениями [1].

Уникальные оптические свойства нанопористого оксида алюминия показывают перспективность их использования в качестве пассивных усилителей яркости для жидкокристаллических дисплеев и индикаторов.

Проведенные исследования показали, что свободные пленки ПАОА обеспечивают усиление интенсивности излучения в видимой области спектра в среднем на 11%. Обнаружено, что в излучении, рассеянном вдоль пор образца ПАОА (при наклонном падении естественно поляризованного света), преобладает *p*-составляющая. Разница между интенсивностями *p*- и *s*-компонент достигает 16%.

Литература

1. A. Lutich, M. Danailov, S. Volchek, V. Yakovtseva, V. Sokol, S. Gaponenko, *Applied Physics B – Lasers and Optics* (2006)

УДК 535.317.1

В.В. Могильный¹, Д.Н. Мармыш¹, А.Л.Толстик¹, V. Matusevich², R. Kowarschik²

ПОЛИМЕРНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ОБЪЕМНОЙ ЗАПИСИ ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАММ В СПЕКТРАЛЬНОМ ДИАПАЗОНЕ 470-540 HM

¹Белорусский государственный университет, проспект Независимости, 4, 220030 Минск, Республика Беларусь mogilny@bsu.by ²Institute of Applied Optics, Friedrich-Schiller-University Jena, Max-Wien-Platz 1, 07743 Jena, Germany, Vladislav.Matusevich@uni-jena.de

Стеклообразные полимерные пленки удобны для применения в качестве фазовых голографических слоев благодаря простоте изготовления, темновой стабильности, небольшим деформациям при оптической записи. Возможность усиления и фиксации записанных структур без применения жидкостного проявления делает их более перспективными в прикладном отношении. Усиление и фиксация фазовых голограмм может обеспечиваться диффузией после записи остаточных фоточувствительных молекул, в то время как молекулярные продукты фотохимической реакции остаются неподвижными, т.к. присоединены к макромолекулам полимерной матрицы. При этом исчезает компенсирующее влияние на модуляцию показателя преломления "решетки концентрации" фоточувствительного компонента, происходит усиление голограммы, а также фактическое ее фиксирование, поскольку однородно распределенные фоточувствительные молекулы под действием естественного освещения образуют однородное распределение молекулярных фотопродуктов. Для полного фиксирования голограмм достаточно провести однородное экспонирование после записи и усиления.

Наиболее известной фоточувствительной добавкой в составе голографических материалов с диффузионным усилением является фенантренхинон [1] (ФХ). В результате его возбуждения светом развивается цепочка превращений по схеме:

$$\Phi X \xrightarrow{h\nu} {}^{1} \Phi X \qquad {}^{3} \Phi X + RH \to H \Phi X^{\bullet} + R^{\bullet}$$
$${}^{1} \Phi X \xrightarrow{3} \Phi X \qquad H \Phi X^{\bullet} + R^{\bullet} \to H \Phi XR , \qquad (1)$$

которая включает дегидрирование полимерной матрицы (*RH*) триплетным ΦX с образованием семихинонового ($H\Phi X^*$) и макромолекулярного (R^*) радикалов и заканчивается образованием присоединенного к полимеру фотопродукта ($H\Phi XR$).

В обычно используемую матрицу (ПММА) ΦX вводят, полимеризуя его раствор в мономере – метилметакрилате. Из-за ограниченной растворимости ΦX его концентрация в твердом полимере не превышает 1 мас.% [2]. При этом глубина модуляции показателя преломления Δn после усиления находится на уровне нескольких десятитысячных. Нам удалось увеличить концентрацию ΦX в ПММА в 5-6 раз, использовав нанесение фоторегистрирующих

слоев методом полива [3] раствора готового полимера и ФХ в жидком растворителе на подложку с последующим его испарением. Экспериментальные записи фазовых голографических решеток (ФГР) в полученных слоях показали, что глубина модуляции показателя преломления возросла и составила после усиления 1.7^{10⁻³} [4]. Закономерность термического усиления в соответствии с диффузионным механизмом усиления, описывается выражением [4]:

$$\Delta n(t) = \frac{\left(n^2 + 2\right)^2}{6 \cdot n} \left[R_p \Delta C_p - R_{pq} \Delta C_{pq}(t_e) \cdot e^{-\gamma \cdot (t - t_e)} \right] \tag{1}$$

где *n*, Δn – средний показатель преломления слоя и амплитуда модуляции показателя преломления, R_p и R_{pq} – молярные рефракции фотопродукта и ФХ, соответственно, ΔC_p – амплитуды модуляции концентрации фотопродукта, $\Delta C_{pq}(t_e)$ – амплитуда модуляции концентрации светочувствительных молекул, $\gamma = D(2\pi/d)^2$ – постоянная скорости процесса усиления, D – коэффициент диффузии, d – период голографической решетки, t – время термической обработки слоя, t_e –время записи голографической решетки. Согласно (1) конечное распределение показателя преломления задается распределением фотопродукта, а коэффициент диффузионного усиления $M = \Delta n(\infty) / \Delta n(t_e) = R_p / (R_p - R_{pa}).$ максимальный Измеренные величины рефракции $\Phi X R_{pq} = 63,6\pm7,9 \text{ см}^3/моль,$ и его фотопродукта $R_p = 65,9\pm 8,6$ см³/моль при концентрации ΦX 3 моль% дают $\Delta n(\infty) = (2,30\pm 0,31) \cdot 10^{-2}$ и $M = 28,7\pm9,5$ при 100% фотоприсоединении ΦX [5] и 50% модуляции концентрации ΦX и его фотопродукта. Существенное отличие между расчетной оценкой и экспериментальными данными стимулировали детальное исследование процесса формирования голограмм при высокой концентрации ФХ в ПММА.

В слоях ПММА содержащих 2,5-3 моль.% ΦX записывали объемные отражательные и пропускающие $\Phi \Gamma P$ с периодами от 0,24 мкм до 3 мкм.. После записи проводилась термическая обработка образцов при температурах от 55 ° до 110 °C с измерением дифракционной эффективности (ДЭ) и угла Брэгга. Из измеренных значений рассчитывалась Δn по формулам



Рис. 1. Зависимость оптической плотности слоя ПММА с 2,5 моль.% ФХ от экспозиции при 18 °C (1) и 80 °C (2)

соответствующим пропускающим и отражательным ФГР [6]. С помощью интерференционного микроскопа измеряли высоту рельефов толщины на поверхности регистрирующих слоев.

Запись ФГР и моделирование профиля показателя преломления с учетом кинетики фотолиза ФХ [7] показали, что максимальная модуляция *n* основной решетки ограничивается при записи нарастанием высокочастотных гармоник из-за



Рис. 2. Зависимость Дл ФГР от экспозиции при температуре слоя 18 °C (1), 50 °C (2), 60 °C (3) и 80 °C (4)

сильной неэкспоненциальности кинетики фотолиза. Спектральные исследования [8] в качестве основной неэкспоненциальности причины позволили рассматривать димеризацию молекул ФХ в слое. В соответствии с этим представлением удалось при повышенных температурах уменьшить вклад медленной составляющей кинетики фотолиза (рис. 1), добиться более глубокой модуляции *n* при записи ФГР (рис. 2) и сократить время записи. После записи ФГР при комнатной температуре наблюдается их приблизительно полуторакратное по Δn усиление

благодаря темновому присоединению семихиноновых радикалов к полимеру (время жизни ≈ 5 часов). При повышенных температурах этот процесс развивается быстрее непосредственно при экспонировании.

Особенности формирования голограмм при термическом усилении наиболее полно



Рис. 3. Кинетики Дл отражательных ФГР с периодом 0.24 мкм записанных в слоях ПММА с 2.5% ФХ при температуре ч.) и 80 °С (кривая 2 для t>6.6 ч.)

прослежены для отражательных ФГР [4]. На рис. 3 представлены типичные зависимости амплитуды модуляции показателя преломления отражательных ФГР от времени отжига при различных температурах. Во время прогрева при 50-60 °C наблюдался рост Δn который включал в себя быстрый и медленный участки (кривая 1), которые естественно связать с диффузией одиночных и димеризованных молекул ФХ. Неизменность угла Брэгга и отсутствие рельефа обработки 55 °С (кривая 1, кривая 2 для t≤6.6 на поверхности слоя (т.е. постоянство среднего *n*) при этих температурах позволяют говорить о

чисто диффузионном усилении. Однако диффузионная релаксация неоднородности концентрации ФХ при этом оказывается лишь частичной. В то же время измерения доли продиффундировавших молекул ΦX показали, что достигаемый при усилении рост Δn меньше расчетного. Это несоответствие устраняется, если представить, что синхронно с молекулами ΦX диффундируют элементы свободного объема порядка 200 A^3 , близкие к объему молекулы ФХ (180 А³ [1]). Причиной диффузии свободного объема может быть градиент его концентрации, образующийся из-за присоединения объемных заместителей (фотопродукты ФХ) к макромолекулам и ограничения подвижности полимерных цепей.

Повышение температуры обработки до 80 °C приводило к дополнительному росту Δn (рис. 1 кривая 2) и полному выравниванию концентрации ФХ [4]. Кроме того, наблюдалось немонотонное изменение угла Брэгга, а также рост рельефов в области голограммы. Первоначальное увеличение угла Брэгга свидетельствует об увеличении толщины слоя и падении среднего показателя преломления голографической структуры, т.е. развитии в слое неоднородных деформаций в виде расширения экспонированных областей на стадии усиления $\Phi\Gamma P$. Последующее уменьшение угла Брэгга и Δn мы связываем с усадкой преимущественно неэкспонированного материала (ускоренное "старение"). Очевидно, расширение экспонированного материала – это продолжение релаксации его неравновесной структуры, возникшей в результате появления макромолекул с объемными заместителями, при размягчении. Как диффузия свободного объема, так и неоднородная деформация материала в структуре решетки приводят к модуляции плотности (решетке плотности), вклад которой в модуляцию показателя преломления противофазен вкладу распределения фотопродукта. Такие деформации ведут к уменьшению Δn и коэффициента усиления M.

В исследованных слоях нами были изготовлены объемные голограммные линзы с использованием двухосевой схемы записи. Благодаря выбору условий было реализовано постэкспозиционное усиление без искажений. Рост глубины модуляции показателя преломления, достигнутый увеличением концентрации ФХ, позволил использовать для высокоэффективной записи слои с толщиной менее100 мкм и обеспечил достаточно низкую селективность голограммных линз. В результате изготовленные голограммные линзы продемонстрировали эффективную дифракцию не только лазерного излучения, но и широкополосного излучения LED. В исследуемых слоях нами были также изготовлены фазовые транспаранты, формирующие оптические вихри. Транспаранты обеспечивают высокую эффективность преобразования светового излучения (до 70%), а также высокую лучевая стойкость в том числе к мощному импульсному излучению (пороговая плотность мощности излучения до 19 MBт/см²) [9]. Кроме того, слои ПММА с ФХ использованы нами для создания голограммных элементов управления световыми пучками для планарных световодов на основе пропускающих и отражательных голограмм. Полученные элементы обеспечивают ввод-вывод излучения из световодов, а также изменение направления их распространения, что может быть использовано при создании оптических датчиков.

Исследования формирования голограмм в материале ФХ-ПММА показали, что в материалах этого типа при увеличении концентрации фоточувствительного компонента образуется решетка плотности, противофазная распределению интенсивности и ограничивающая глубину модуляции *n*. Эта "антирешетка" образуется как путем диффузии свободного объема, так и в результате деформаций материала. Общей причиной этих явлений
служит релаксация фотомодифицированного полимера. Ее можно ослабить, уменьшая размеры фоточувствительных молекул и фотопродуктов и делая более подвижной их структуру [10]. Литература

1. Вениаминов А.В., Гончаров В.Ф., Попов А.П.// Оптика и спектроскопия. – Т. 70. –. 1991. – № 4. – СС. 864-869.

2. J. Wang et al. / Optics Communications 283 (2010) 1707–1710.

3. U. V. Mahilny et al. // Appl. Phys B: Lasers and Optics – 2006 – V. 82, № 2. – P. 299-302.

4. U.V. Mahilny et al. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 10 (2008) 085302 (7pp).

5. Д.Н.Мармыш, А.И.Станкевич, В.В.Могильный // Материалы 7-й Международной конференции ВИТТ-2007, Минск, Беларусь, 26-28 сентября 2007 г., с. 47-49.

6. Kogelnik H. // The Bell System Technicall Journal. – 1969. – V. 48. – P. 2909-2947.

7. Marmysh, V.V. Mogilny, and E.A. Tolstik // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. Volume 70, Number 12, 2006 P. 2056-2060.

8. А. В. Трофимова, А. И.Станкевич, В. В. Могильный // ЖПС. – 2009. - Т.76. - №3.

9. В.В. Могильный, Д.Н. Мармыш, А.Л. Толстик, Д.В. Горбач // Сборник трудов международной конференции "Прикладная оптика - 2008", Санкт-Петербург, Россия, 20 -24 октября 2008 г., Т.2, стр 226-229.

10. В.В. Могильный, Д.Н. Мармыш, А.И. Станкевич, А.М. Лазарева // Сборник научных трудов конференции "Лазерная физика и оптические технологии" г. Минск, Беларусь, 17-19 июня 2008 г., с. 62 - 65.

В.А. Пилипович, А.М. Поликанин, А.И. Конойко

РАЗРАБОТКА ФОТОХИМИЧЕСКОГО СПОСОБА СОЗДАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ Элементов для лазерной техники

Институт физики имени Б.И.Степанова, НАН Беларуси 220090, Логойский тракт, 22, г. Минск, Беларусь polam@inel.bas-net.by

Создание лазеров дало мощный импульс к разработке новых материалов, которые изменяют свои свойства под действием активирующего лазерного излучения и к разработке новых технологий и устройств, позволяющих получать информацию о состоянии физических объектов окружающего мира.

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 [1]. 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.

В работе предложена технология создания светочувствительной термопроявляемой пленочной композиции (СК) на основе комплексных фотохимически активных неорганических солей (фотоинициатор), диспергированных в водорастворимом полимерном связующем (матрица). 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) [2].

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 (λ= 337,1 нм). Кроме этого позволяет работать с СК в условиях сильных фоновых засветок неактивирующего излучения.

110

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 ~ 19,46 ккал/моль.

Запись ГР проводили по двухлучевой схеме с ахроматизацией полос в квазинепрерывном режиме в реальном масштабе времени. Для зондирования голограмм использовали неактивное для композиции излучение лазера ЛГ-38 (632,8нм). Дифракционная эффективность (η), сформированной голограммы не превышает величину 0,03%.

Нами предложен способ увеличения величины η. Он заключается в постэкспозиционной обработке экспонированных образцов в фиксирующем растворе. В результате процесса фиксирования высота рельефа формируемого ГР увеличивается до 1 мкм, что влечет за собой рост дифракционной эффективности до 35-45%. Постэкспозиционная обработка позволяет увеличить лучевую, химическую прочность и срок службы СК.

На основе СК возможна запись амплитудных 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. В подобных лазерных затворах влияние флуктуации температуры на эффективность амплитудной модуляции минимально. Это достигается за счет организации управляемых фазовых задержек интерферирующих световых пучков в идентичных каналах. [3-5].

Принципиальная оптическая схема ЭЛЗ на базе двухлучевой интерференции с использованием голографических решеток представлена на рис. 1. В этом затворе первый и второй электрооптические элементы повернуты относительно ГР на углы, равные углам дифракции падающих на них дифрагировавших световых пучков (на углы Брэгга). Разность оптических путей, пройденных дифрагировавшими световыми пучками кратна $\lambda/2$. Направление вектора напряженности управляющего электрического поля в первом электрооптическом элементе параллельно, а во втором - противоположно оптической оси.

ЭЛЗ на базе двулучевой интерференции работает следующим образом. В исходном состоянии на ГР поступает плоскополяризованный световой пучок, плоскость поляризации которого ориентирована в плоскости перпендикулярной оптическим осям электрооптических элементов. В результате дифракции исходного светового пучка на ГР в первом и втором электрооптических элементах будут распространяться два равных по амплитуде и одинаково поляризованных световых пучка. Пройдя первый и второй электрооптические элементы, дифрагировавшие световые пучки отражаются от первого и второго отражателей и

возвращаются в обратном направлении. При этом они приобретают оптическую разность хода, равную λ/2. После прохождения ГР в обратном направлении дифрагировавшие световые пучки в результате интерференции гасят друг друга.

При подаче на первый и второй электрооптические элементы управляющего напряжения *U* величиной

$$U = \frac{1}{4} \frac{\lambda}{\left(n_0^3 r_{13} - n_e^3 r_{33}\right)} \frac{d}{l}$$

где λ – длина волны излучения, d и l – соответственно толщина и длина электрооптических элементов, n_0 и n_e – показатель преломления электрооптического кристалла соответственно для обыкновенного и необыкновенного лучей, r_{13} и r_{33} – электрооптические коэффициенты, которая в два раза меньше чем у существующих ЭЛЗ, световые пучки, возвращающиеся в обратном направлении, и приобретают оптическую разность хода, равную нулю. В результате прохождения ГР расщепителя они интерферируют, поэтому в направлении, противоположном исходному световому пучку, распространяется встречный световой пучок максимальной амплитуды.



Достоинство такого лазерного затвора состоит в том, что, во-первых, его управляющее напряжение в 2 раза меньше чем у существующих электрооптических затворов с поперечным приложением управляющего поля, что весьма важно для модуляции добротности лазерных резонаторов генерирующих излучение с длиной волны λ равной порядка 1,5 мкм; во-вторых, он обладает высокой стабильностью светомодуляционных характеристик, вследствие исключения влияния на них естественной анизотропии кристаллов и помещения в диэлектрический корпус, материал которого обладает высокой теплопроводностью, что позволит стабилизировать

разность оптических путей, пройденных дифрагировавшими световыми волнами, в-третьих, возможность выполнить его на одном электрооптическом кристалле.



Экспериментальные результаты по технологии получения ГР для формирования каналов интерферирующих световых пучков в ЭЛЗ на базе двухлучевой интерференции хорошо согласуются с расчетными данными. Проведена оптимизация технологических режимов обработки СК с величиной дифракционной эффективности ГР. Возможно получение ГР, работающих как на пропускание, так и на отражение.

Литература

- 1. Светочувствительные полимерные материалы / под ред. Ельцова А.В.–Л.:Химия 1985. 298 с.
- 2. Регистрирующая среда для записи голограмм и способ получения рельефно-фазовых голограмм : а.с. 1095800 СССР, МПКЗ G 03 H 1/18, G 03 H 1/4 А.М. Поликанин, Б.А. Будкевич, В.А. Пилипович; заявитель Институт электроники АН БССР. № 3507631/ 18-25 ; заявл. 01.11.82; опубл. 10.12.10, Бюл. 2010, №34 с.
- Бережной А.А. Электрооптические модуляторы и затворы // Оптический журнал. 1999. Т. 66. – №7. – С. 3–19.
- 4 Нагибина, И.М. Интерференция и дифракция света / И.М. Нагибина. Л.: Машиностроение, 1985.–332 с.
- 5. Кольер, Р. Оптическая голография / Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин. М.: "Мир". 1973. 686 с.

УДК 621.375.826:[546.22/.24:535-15] Ю.А.Загоруйко², А.С.Герасименко², Н.О.Коваленко², В.К.Комарь², В.М.Пузиков², Е.Sorokin¹, І.Т.Sorokina³

СПЕКТРЫ И КИНЕТИКА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ НОВОГО МАТЕРИАЛА ДЛЯ АКТИВНЫХ СРЕД Zn_{1-x}Mg_xSe: Fe²⁺: Cr²⁺

¹Photonics Institute, Technische Universität Wien, Vienna, Austria ²Институт монокристаллов НАН Украины, Харьков, Украина ³Department of Physics, Norwegian University of Science and Technology, Trondheim, Norway nazar@isc.kharkov.ua

Твердотельные лазеры с перестройкой частоты генерации в среднем ИК диапазоне (2...5 мкм) представляют значительный интерес для медицины, спектроскопии, экологического мониторинга атмосферы и специальных применений. На основе ряда двойных и тройных кристаллических соединений типа $A^{II}B^{VI}$, легированных двухвалентными ионами хрома и железа, получена лазерная генерация как в импульсном, так и непрерывном режимах [1-3]. Дальнейшее развитие халькогенидных лазеров заключается в поиске и исследовании новых кристаллических сред, позволяющих расширить спектральный диапазон генерации при сохранении приемлемых эксплуатационных характеристик.

Объектом исследований в данной работе служили монокристаллические гексагональные образцы твердого раствора $Zn_{1-x}Mg_xSe$, легированные активными примесями Cr^{2+} и Fe^{2+} . В выращенном кристалле концентрации Cr^{2+} и Fe^{2+} составили $4\cdot 10^{-3}$ и $2\cdot 10^{-2}$ вес.% соответственно. На рис.1 приведены спектры поглощения ионов железа в зависимости от концентрации магния в кристаллической матрице.



Рис. 1. Сдвиг полосы поглощения ионов Fe^{2+} в матрице $Zn_{1-x}Mg_xSe$ в зависимости от концентрации Mg: 1) x=0; 2) x=0,11; 3) x=0,31; 4) x=0,50.

В продолжение исследований, результаты которых изложены в [4,5], в этой работе впервые получены спектры люминесценции активной примеси Fe²⁺ (рис.2) в матрице $Zn_{1-x}Mg_xSe$ в диапазоне температур 77...200К и определен сдвиг максимума полосы люминесценции Fe²⁺ в длинноволновую сторону на ~ 0,5 мкм.



Рис.2. Спектр люминесценции $Zn_{0.82}Mg_{0.18}Se:Fe^{2+}$ в сравнении с ZnSe:Fe²⁺ : 1) ZnSe:Fe²⁺; 2) $Zn_{0.82}Mg_{0.18}Se:Fe^{2+}$. «Провалы» в области 4,2-4,3 мкм связаны с поглощением в атмосфере

В данной работе впервые показана возможность передачи возбуждения от ионов Cr^{2+} к ионам Fe^{2+} при накачке в полосу поглощения Cr^{2+} при двойном легировании активной среды (рис.3).



Рис.3. Спектры люминесценции $Zn_{0,82}Mg_{0,18}Se:Fe^{2+}:Cr^{2+}$ при накачке Er:fiber лазером с $\lambda=1,6$ мкм. Температура, К: 1) 77 ; 2) 125; 3) 150; 4) 200.

Такой результат, по нашему мнению, позволяет создание лазерных комплексов с полосой генерации 2-5 мкм на основе двух активных сред, легированных Cr^{2+} и Cr^{2+} -Fe²⁺, с использованием только одного источника накачки.

Таким образом, впервые получены монокристаллические образцы активных элементов $Zn_{1-x}Mg_xSe:Fe^{2+}:Cr^{2+}$. Исследованы их оптические и люминесцентные характеристики. Установлено смещение полосы люминесценции ионов железа в новом материале в длинноволновую сторону спектра по сравнению с $ZnSe:Fe^{2+}$. Впервые экспериментально показан факт передачи возбуждения от ионов хрома к ионам железа при накачке в полосу поглощения хрома на примере материала $Zn_{0.82}Mg_{0.18}Se:Fe^{2+}$.

Литература

- Sorokina I.T. Cr²⁺-doped II–VI materials for lasers and nonlinear optics. Optical Materials, 26 (2004), 395-412.
- 2. U.Hommerich, A.G.Bluiett, I.K.Jones, et al. Crystal growth and infrared spectroscopy of Cr:Cd_{1-x}Zn_xTe and Cr:Cd_{1-x}Mg_xTe. Cryst. Growth, **287**, 243 (2006).
- 3. Yu.A.Zagoruiko, N.O.Kovalenko, O.A.Fedorenko, V.A.Khristyan. ZnMgSe:Cr²⁺ single crystal: a novel material for active elements of tunable IR region lasers (rapid communication). Functional Materials, **15**, 247 (2008).
- Zagoruiko Yu.A., Fedorenko O.A., Kovalenko N.O., Gerasimenko A.S., Komar V.K. Crystalline solid solutions Fe²⁺:Zn_{1-x}Mg_xSe and Cr²⁺:CdTe_ySe_{1-y}: novel active media for tunable IR lasers. Program&Abstracts book III^d International Conference "Crystal Materials'2010", May31-June 3, 2010 p.63
- 5. Yu. A. Zagoruiko, N.O. Kovalenko, O.A. Fedorenko, A.S. Gerasimenko. Fe²⁺:Zn_{1-x}Mg_xSe single crystals, a new material for active elements of tunable lasers for 4-5 μm (rapid communication). Functional Materials, Vol. **17**, №3, 404 (2010).

В.В.Тарковский, А.С.Балыкин, В.В.Яничкин

ИННОВАЦИОННОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ЭЛЕКТРОПИТАНИЯ МОЩНЫХ ЛАЗЕРОВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ЭЛЕКТРОГИДРАВЛИЧЕСКОГО ТЕПЛОВОГО ВЗРЫВА

Гродненский государственный университет имени Янки Купалы, ул. Ожешко, 22, 230023 Гродно, Беларусь tarkovsky@grsu.by



Общий вид «Устройства» для создания электрогидравлического теплового взрыва

Электроразрядный способ разрушения основан на открытии, которое было сделано в 60х годах прошлого века, тогда было показано, что электрическая прочность жидких диэлектриков экспозиции напряжения при менее микросекунды превышает прочность твердых диэлектриков [1]. Исследования электроразрядного (электроимпульсного) разрушения проводились, в общем-то, уже давно, многие время были работы в советское закрытыми, но промышленная установка, в частности, для резания этим способом так и не была создана. В ранее проведенных исследованиях электроразрядного разрушения в воде использовались многоэлектродные системы [2,3], которые из-за их низкого сопротивления требуют применения генераторов с импедансом порядка или меньше единиц Ом,

при этом происходят большие потери в предпробивной стадии и деформация импульса, и, как следствие всего, необходимы большие напряжения и энергии генератора (они обуславливают его массогабариты).

В настоящее время стало возможным создание еще более компактных высоковольтных генераторов на требуемые параметры импульса по схемам с магнитным сжатием энергии, достоинством которых является отсутствие искрового коммутатора. Это открывает новые перспективы для способа, поскольку можно достичь частот импульсов более 15 имп/с, а значит, увеличить скорость обработки.

Суть электроразрядного способа обработки твердых диэлектрических и полупроводящих материалов заключается в том, что при расположении электродов на одной поверхности материала в среде диэлектрических жидкостей и даже воды при длительности воздействия импульса напряжения до пробоя не более единиц микросекунд происходит внедрение канала разряда в твердое тело и его пробой, при пробое происходит микроэлектровзрыв в твердом теле

с образованием откольной воронки. Разрушение твердого тела осуществляется за счет суммарного действия напряжений, создаваемых вокруг канала электрического пробоя вследствие высокого давления, развиваемого в нем, и напряжений, возникающих в среде при распространении ударных и акустических волн. Инструментом, разрушающим твердое тело, является расширяющаяся плазма канала пробоя.

На кафедре лазерной физики и спектроскопии Гродненского государственного университета создана универсальная лазерная система [4]. Основное назначение предлагаемой лазерной системы – создание мощных лазеров на красителях. Для этого разработана сильноточная система питания. В связи с этим авторы предлагают инновационный метод использования имеющейся разработки в высокоэффективной системе электроразрядного разрушения бетонных конструкций методом теплового взрыва [5]. Для реализации этого способа электроды различных электрогидравлических устройств замыкаются тонкой проводящей проволокой, представляющей собой взрывающийся тепловой элемент. В этом случае искровой разряд между электродами заменяется тепловым взрывом проводящего ток элемента, замыкающего электроды. Использование тотери (10%). Преимуществами способа являются возможности осуществления электрогидравлических ударов вблизи проводящих объектов (непосредственно на их поверхности), получения локализованных направленных ударов по любому наперед заданному контуру, и осуществления электрогидравлических ударов в растворах сильных электролитов.

Исходя из назначения, требований, предъявляемым к разрабатываемому «Устройству», а также имеющегося задела наилучшим образом подходит силовая часть лазера на красителях с ламповой накачкой. Установлено, что параметры емкостных накопителей, коммутирующих устройств и высоковольтного блока питания, наилучшим образом подходят для разрабатываемого «Устройства». Учитывая эти соображения, структурная схема разрабатываемого «Устройства» должна включать следующие элементы:

- 1. Разрядный контур, состоящий из накопителя, коммутирующего элемента, токоподводящих элементов и «Излучателя»;
- 2. Система охлаждения игнитрона;
- 3. Источника регулируемого высокого напряжения;
- 4. Системы электрического управления, контроля и защиты.

Таким образом, в качестве предлагаемого «Устройства» использована универсальная система, которая строится на основе силовых блоков лазеров на красителях с ламповой накачкой. В разрядный контур могут включаться пять типов емкостных накопителей на основе конденсаторов ИК 25-12У4, ИК 40-5У4 и К75-48, которые питаются от единого автономного

блока. Использование в качестве коммутаторов игнитронных ртутных разрядников ИРТ-4-1 и ИРТ-6 позволяет работать с емкостными накопителями большой мощности и обеспечивать любые параметры разряда.

Работает схема разработанного «Устройства» следующим образом. Первичное питание 220 В, 50 Гц от промышленной сети поступает на систему управления и защиты, где распределяется на источник регулируемого высокого напряжения, блок поджига и блок прокачки охлаждения. Источник высокого напряжения, регулируемого от 0 до 30 кВ, через балластное устройство заряжает накопительный конденсатор. Напряжение на накопительном конденсаторе должно контролироваться высоковольтным вольтметром. После того как напряжение на накопительном конденсаторе достигает необходимого значения, на коммутирующий элемент от блока поджига поступает разрешающий импульс. Через открытый коммутирующий элемент накопительный конденсатор разряжается на «излучатель». На этом цикл работы лазера заканчивается и схема автоматически переходит в режим подготовки к очередному выстрелу.



Разрушенные бетонные блоки под воздействием электрогидравлического теплового взрыва

Технология работы «Устройства» включает следующие этапы:

- 1. В разрушаемой конструкции бурятся вертикальные шпуры диаметром 25...40 мм.
- 2. Шпуры заполняются водой и в них устанавливаются излучатели энергии электроразрядной установки.
- 3. Подается сильноточный импульс.
- 4. Цикл повторяется на следующей группе шпуров.

Научная новизна «Устройства» заключается в применении оригинальной конструкции излучателя, позволяющей создавать в жидкой среде плазменный шнур большой длины и повышении эффективности воздействия на объект при меньших энергозатратах. Применение данного «Устройства» позволяет:

- значительно облегчить и сократить время проведения аварийно-спасательных работ по разбору завалов, разрушенных зданий и других сооружений;
- безопасность жизни и здоровья людей, находящихся вблизи и под завалами;
- возможность разрушать громоздкие бетонные конструкции;
- исключить выделение вредных веществ, воздействие ударных и акустических волн, разлетающихся осколков;
- задавать линию раскола.

В связи с тем, что предлагаемое «Устройство» в Республике Беларусь не производится, то данная разработка позволит выполнить в некоторой части программу импортозамещения для организаций имеющих отношение к проведению работ, связанных с необходимостью разбора железобетонных конструкций.

С использованием стандартных элементов электропитания мощных лазеров на красителях создано устройство для получения электрогидравлического теплового взрыва, предназначенное для разрушения конструкций из бетона, железобетона, скальных пород в условиях чрезвычайных ситуаций при проведении аварийно-спасательных работ. Литература

- 1. Воробьев А.А., Воробьев Г.А., Чепиков А.Т. Закономерности пробоя твердого диэлектрика на границе раздела с жидким диэлектриком при действии импульса напряжения. Свидетельство на открытие №А-122 от 29.04.1998 с приоритетом от 14.12.1961.
- **2.** Семкин Б.В., Усов А.Ф., Курец В.И. Основы электроимпульсного разрушения материалов. СПб.: Наука, 1995. 276 с.
- Goldfarb V., Bundy R., Dunton A., Shneerson G., Krivosheev S., Adamian Yu. // Digest of Technical Papers 11th IEEE International Pulsed Power Conference - USA, Baltimore. - 1998. -V.2. - P. 1078-1085.
- **4.** Ануфрик С.С., Тарковский В.В. // Труды III-й конференции по лазерной физике и спектроскопии. Институт физики им. Степанова Академии наук Беларуси. Минск. 1997. С. 196-199.
- 5. Юткин, Л. А. Электрогидравлическая обработка металлов / Л. А. Юткин. В кн.: Электроразрядная обработка материалов. Л.: Машиностроение. 1971. С. 197-252.

УДК 621.373.826.038.824

С.С.Ануфрик, В.В.Тарковский, А.А.Маскевич, Г.Г.Сазонко

СВОЙСТВА НОВЫХ АКТИВНЫХ СРЕД ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ НА КРАСИТЕЛЯХ

Гродненский государственный университет имени Янки Купалы, ул. Ожешко, 22, 230023 Гродно, Беларусь tarkovsky@grsu.by

Спектрально-люминесцентные параметры лазерных красителей тесным образом связаны с генерационными характеристиками и существенно зависят от характера окружения. Внедрение молекул красителей в твердотельную матрицу из композиционного материала позволяет существенно улучшить как спектрально-люминесцентные так и генерационные характеристики активных элементов.

Авторами ранее проведены исследования спектральной эффективности генерации растворов красителей, а также красителей, внедренных в композиционный материал нанопористое стекло-полимер (НПС-П) при когерентной накачке импульсами микросекундной длительности [1, 2]. Для этого использовался двухкаскадный лазер-преобразователь на красителях [1]. Эксперименты показали, что для этанольных растворов кумариновых, родаминовых, оксазиновых красителей, а также DCM и феналеина 512 обнаружена аномальная зависимость эффективности генерации, а также спектральных характеристик от длины волны накачки, которая выражается в том, что КПД генерации по мере изменения длины волны возбуждающего излучения вначале возрастает, затем вблизи максимума полосы поглощения падает, с последующим ростом на длинноволновом склоне [3, 4].

В условиях когерентной микросекундной накачки, было исследовано пять соединений внедренных в НПС-П [5]: пиррометен 580, феналемин 510, феналемин 512, феналемин 640 и перилен. При накачке излучением с длиной волны $\lambda_{_{nak}}^{_{makc}}$ =525 нм получена максимальная эффективность преобразования 32% для феналемина 512, 47% для пиррометена 580 и 40,2% для перилена; при этом, максимальная энергия генерации для пиррометена 580 составила 250 мДж, а для перилена - 380 мДж [6].

Полученные зависимости КПД преобразования НПС-П с внедренными красителями от спектрального состава накачки имеют тот же характер, что и для этанольных растворов различных классов красителей, описанных в [3-4]. Что касается поведения спектров генерации при изменении длины волны накачки, то также при ее увеличении происходит расширение генерируемой полосы в область коротких длин волн, а в области «провала» у феналемина 512 при возбуждении излучением с длиной волны $\lambda_{\text{нак}}^{\text{макс}}$ =535 нм наблюдалась двухчастотная генерация.

Для более детального объяснения полученных закономерностей были проведены исследования спектрально-люминесцентных характеристик некоторых красителей внедренных в композит НПС-П. Для сравнения аналогичные параметры исследовались и для жидких растворов рассматриваемых соединений.

Возбуждение флуоресценции на 408 нм		Возбуждение флуоресценции на 514 нм			
Соединение и его	Время жизни	Соединение и его	Время жизни		
Окружение	возбужденного	окружение	возбужденного		
	состояния, нс	**	состояния, нс		
Феналемин 512 (НПС-П)	20,67 +/- 2,00	Феналеми 512 (НПС-П)	13,90 +/- 0,99		
Регистрация флуоресценции		Регистрация флуоресценции на 560			
на 610 нм		НМ			
Феналеми 512 (etanol)	11,92 +/- 3,48	Феналеми 512 (etanol)	5,25 +/- 0,44		
Регистрация флуоресценции		Регистрация флуоресценции на 560			
на 610 нм		НМ			
Феналеми 512 (НПС-П)	20,16 +/- 0,01	Феналеми 512 (НПС-П)	13,90 +/- 1,24		
Регистрация флуоресценции		Регистрация флуоресценции на 600			
на 640 нм		НМ			
Феналеми 512 (etanol)	12,62 +/- 4,51	Феналеми 512 (etanol)	9,39 +/- 2,51		
Регистрация флуоресценции		Регистрация флуоресценции на 600			
на 640 нм		HM			
Феналеми 510 (НПС-П)	8,75 +/- 0,03	Феналеми 510 (НПС-П)	9,05 +/- 3,97		
8,5 · 10 ⁻⁴ моль/л		8,5 · 10 ⁻⁴ моль/л			
Регистрация флуоресценции		Регистрация флуоресценции на 600			
на 600 нм		НМ			
Феналеми 510 (НПС-П)	9,74 +/- 0,18	Феналеми 510 (НПС-П)	12,09 +/- 1,69		
1,7 · 10 ⁻³ моль/л		1,7 · 10 ⁻³ моль/л			
Регистрация флуоресценции		Регистрация флуоресценции на 600			
на 600 нм		НМ			
Пиррометен 580 (НПС-П)	8,91 +/- 0,10	Феналеми 510 (НПС-П)	10,62 +/- 0,13		
Регистрация флуоресценции		8 5·10 ⁻⁴ моль/л			
на 520 нм		Регистрация филоресценции на 640			
		им			
Пиррометен 580 (НПС-П)	9 56 +/- 0 6	Феналеми 510 (НПС-П)	12.94 +/- 0.19		
Регистрация флуоресценции	5,00 17 0,0	$1.7 \cdot 10^{-3}$ work/r	12,91 7, 0,19		
на 560 нм					
		Регистрация флуоресценции на 640			
		HM			
Пиррометен 580 (НПС-П)	10,36 +/- 0,22	Пиррометен 580 (НПС-П)	10,85 +/- 0,00		
Регистрация флуоресценции		Регистрация флуоресценции на 560			
на 600 нм	11.0(+/ 0.10		12 47 1/ 0.04		
Кумарин III (НПС-П)	11,96 +/- 0,19	Пиррометен 580 (HIIC-II)	13,47 +/- 0,94		
Регистрация флуоресценции		Регистрация флуоресценции на 600			
	4 72 +/ 0 50	HM			
Кумарин III (НПС-П)	4,/2 +/- 0,50				
гегистрация флуоресценции					
на 400 нм Кумарии III (НПС П)	6 55 ±/ 0 51		A DESCRIPTION OF THE OWNER OF THE		
Кумарин III (IIIС-II) Регистрация филоресценции	0,55 1/- 0,51		-		
на 500 им					
Кумарин I (НПС-П)	3 82 +/- 0 90				
Регистрация флуоресценции	5,02 17-0,00				
на 440 нм					
Кумарин I (НПС-П)	4 40 +/- 0 06				
Регистрация флуоресценции	1,10 1/ 0,00	Некоторые из исследованных образцов			
на 500 нм		твердотельных элементов на основе НПС-П			

Табл. 1. Результаты эксперимента по исследованию спектрально-люминесцентных характеристик красителей в жидком растворе и внедренных в НПС-П

В одних и тех же условиях были измерены спектры поглощения и флуоресценции, а также исследовалась кинетика флуоресценции при возбуждении импульсами пикосекундной длительности (табл.1).

Данные об измерениях времен жизни возбужденных состояний, представленные в таблице 1, позволяют сделать ряд важных выводов.

Первый касается увеличения времени жизни возбужденного состояния красителя феналемина 512 в НПС-П по сравнению с тем же феналемином 512 в этанольном растворе. Как известно одной из причин способствующей снижению времени жизни возбужденного состояния является нарушение строго плоскостной молекулярной структуры, когда те или иные фрагменты молекулы могут вращаться, поворачиваться или совершать более сложные движения. Это, как правило, происходит в растворах. Введение же молекул красителя в НПС-П как раз предотвращает или затрудняет вышеуказанные процессы и молекула сохраняет строго плоскостную структуру, что и увеличивает время жизни возбужденного состояния. Это, в свою очередь, позволяет получать более высокий коэффициент усиления активной среды.

Кроме того, возбуждение флуоресценции на длине волны 408 нм увеличивает время жизни возбужденных состояний по сравнению с возбуждением на длине волны 514 нм как для жидких растворов красителей так и внедренных в НПС-П. Как раз эта длина волны лежит в начале смещения спектра генерации в коротковолновую область, т.е. там, где начинается рост вредных потерь [7]. Подобные закономерности наблюдаются и для феналемина 510 и пиррометена 580.

Кроме того, данные таблицы 1 свидетельствуют о том, что увеличение времени жизни возбужденного состояния коррелирует с ростом длинны волны регистрации флуоресценции. Это характерно для всех исследовавшихся красителей: феналеминов 510 и 512, пиррометена 580, перилена и двух кумаринов. Наличие указанного эффекта говорит, скорее всего, в пользу внутримолекулярного переноса энергии. Все исследованные соединения имеют достаточно жесткую плоскостную структуру, что благоприятствует свободному перемещению π электронов в пределах распределения по цепи сопряжения. Что касается феналемина 512, то бензольное кольцо, которое могло бы вращаться, в данном случае закреплено аминной группой.

Был обнаружен интересный эффект для красителя феналемин 510, внедренного в НПС-П. Как видно из данных таблицы 1 исследовались два образца с различной концентрацией молекул. Интересно, что для образца с более высокой концентрацией красителя время жизни возбужденного состояния выше. Эффект наблюдается как для случаев изменения спектрального состава возбуждающего излучения, так и для различных длин волн регистрации флуоресценции. Пока нет достаточно убедительного объяснения данного эффекта, однако

123

можно предположить, что увеличение времени жизни возбужденного состояния с ростом концентрации красителя может быть связано с образованием димеров с измененными спектрально-люминесцентными параметрами.

Таким образом, проведенные исследования показали, что внедрение молекул красителей в твердотельную матрицу из композиционного материала позволяет существенно улучшить как спектрально-люминесцентные так и генерационные характеристики активных элементов. Это, главным образом, происходит из-за того, что некоторые фрагменты молекул, имеющие возможность поворачиваться, вращаться в жидких растворах, теряют эту способность в твердотельной матрице. Это увеличивает квантовый выход флуоресценции и повышает эффективность генерации.

Проведено измерение спектров поглощения и флуоресценции, а также исследована кинетика флуоресценции при возбуждении импульсами пикосекундной длительности феналеминовых, кумариновых и периленовых красителей в жидких растворах и твердотельных композитных средах. Рассмотрена связь спектрально-люминесцентных характеристик с параметрами генерации при возбуждении лазерными импульсами микросекундной длительности

Литература

- 1. Артемьев Н.М., Батище С.А., Борткевич А.В., Тарковский В.В. и др. // Журнал прикладной спектроскопии. 1987. Т. 47. С. 719-723.
- 2. Батище С.А., Мостовников В.А., Тарковский В.В. // Квантовая электроника. 1995. Т.22, №7. С.651-652.
- 3. Тарковский В.В., Курстак В.Ю., Ануфрик С.С. // Журнал прикладной спектроскопии. 2002. Т. 69, №6. С. 747-750.
- 4. Тарковский В.В., Курстак В.Ю., Ануфрик С.С. // Квантовая электроника. 2003. Т.33, №10. С. 869-875.
- 5. Колдунов М.Ф., Кравченко Я.В., Маненков А.А., Покатило И.Л. //Квантовая электроника. 2004. Т. 34. С. 115-119.
- 6. Ануфрик С.С., Колдунов М.Ф., Маненков А.А., Тарковский В.В. // Журнал прикладной спектроскопии. 2008. Т.75, №5. С.708-716.
- 7. Рубинов А.Н., Томин В.И. Оптические квантовые генераторы на красителях и их применение (Радиотехника. Итоги науки и техники. 9. М.: ВИНИТИ. 1976. 175 с.).

УДК 535:621

В.А. Лойко¹, В.Я. Зырянов², А.В. Конколович¹, А.А. Мискевич¹

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНОК С ОРИЕНТИРОВАННЫМИ КАПЛЯМИ НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

¹Институт Физики им. Б. И. Степанова Национальной Академии наук Беларуси, пр. Независимости, 68, Минск, 220072, Беларусь loiko@dragon.bas-net.by ²Институт физики им. Л. В. Киренского СО РАН, Академгородок 50-38, Красноярск, 660036, Россия

В последнее время композитные полимерные пленки с каплями жидкого кристалла (ЖК) широко используются в устройствах отображения информации, управления и модуляции световых потоков, в качестве дифракционных решеток, линз, поляризаторов, спектральных фильтров и т.д. Они имеют высокую светостойкость и механическую прочность, гибкость, низкую чувствительность к внешним воздействиям по сравнению с устройствами на основе однородных ЖК слоев.

В данной работе рассмотрены коэффициент когерентного пропускания и степень поляризации света монослойными пленками капсулированных полимером нематических жидких кристаллов (КПНЖК) с ориентированной структурой оптических осей ЖК капель. В монодисперсном случае проведен расчет этих характеристик для монослоев из сферических ЖК капель с однородными и неоднородными граничными условиями [1]. Рассмотрены основные закономерности поляризации света в отсутствие и под влиянием управляющего электрического поля.

Для анализа степени поляризации и коэффициента когерентного (направленного) пропускания при освещении КПНЖК монослоя неполяризованным светом мы воспользовались решением задачи распространения линейно поляризованной плоской волны в монослое [2]. В таком случае для коэффициента когерентного пропускания неполяризованного света T_c^{np} и степени линейной поляризации света P имеют место следующие соотношения:

$$T_{c}^{np}(\rho, n_{e,o}, \eta) = \frac{1}{2} \Big(T_{c}^{\parallel}(\rho, n_{e,o}, \eta) + T_{c}^{\perp}(\rho, n_{e,o}, \eta) \Big),$$
(1)

$$T_{c}^{\parallel}(\rho, n_{e,o}, \eta) = T_{c}^{VV}(\rho, n_{e,o}, \alpha = 0, \eta), \qquad (2)$$

$$T_{c}^{\perp}(\rho, n_{e,o}, \eta) = T_{c}^{VV}(\rho, n_{e,o}, \alpha = \pi/2, \eta), \qquad (3)$$

$$P(\rho, n_{p}, \eta) = \frac{T_{c}^{\parallel}(\rho, n_{e,o}, \eta) - T_{c}^{\perp}(\rho, n_{e,o}, \eta)}{T_{c}^{\parallel}(\rho, n_{e,o}, \eta) + T_{c}^{\perp}(\rho, n_{e,o}, \eta)},$$
(4)

где T_c^{\parallel} и T_c^{\perp} - коэффициенты когерентного пропускания для двух взаимно ортогональных поляризаций падающего линейно поляризованного света, определяемые на основе VV-компоненты коэффициента когентного пропускания T_c^{IV} [2], $\rho = 2\pi a n_p / \lambda$ - параметр дифракции, a- радиус ЖК капель, λ - длина волны падающего света, n_p - показатель преломления связующей полимерной матрицы, n_e и n_o - необыкновенный и обыкновенный показатели преломления ЖК, η - коэффициент перекрытия КПНЖК монослоя, численно равный отношению площади сечения ЖК капель плоскостью монослоя к площади исследуемого участка образца, α - угол поляризации (в задаче рассеяния линейно поляризованного света это угол между вектором поляризации падающего света и главной плоскостью КПНЖК слоя).

На рисунках 1-2 представлены результаты численных расчетов T_c^{np} и P для КПНЖК монослоя в отсутствие управляющего поля. Параметр W характеризует долю поверхности отдельной ЖК капли с нормальными граничными условиями. При W = 0% имеет место биполярная внутренняя структура ЖК капель с жестко фиксированными полюсами. При *W* = 100% структура ЖК капель является радиальной. Случаи значений параметра *W* = 0, 100% соответствуют однородным граничным условиям. Расчеты выполнены в рамках приближения аномальной дифракции при анализе рассеяния света отдельной ЖК каплей и интерференционного приближения теории многократного рассеяния волн в слое. Показатели преломления ЖК при расчетах: $n_o = 1,531$ и $n_e = 1,717$ для длины волны падающего света $\lambda = 0,633 \mu m$. Показатель преломления полимера $n_p = 1,53$. Коэффициент перекрытия слоя $\eta = 0.6$. Внутренняя структура ЖК капель рассчитывалась релаксационным методом В одноконстантом приближении при решении задачи минимизации для объемной плотности свободной энергии [3]. 1,0



Рис.1. Коэффициент когерентного пропускания неполяризованного света для КПНЖК монослоя в отсутствие управляющего поля



Рис.2. Степень поляризации света для КПЖК монослоя в отсутствие управляющего поля

Степень поляризации света при переходе биполярной структуры ЖК капель в однородно ориентированную под действием управляющего электрического поля, приложенного в плоскости КПНЖК монослоя вдоль направления ориентирования оптических осей ЖК капель иллюстрирует рис. 3.



Рис.3. Зависимость степени поляризации света P от параметра дифракции ρ для КПНЖК монослоя при переходе структуры ЖК капель с биполярной (сплошная линия) в однородно ориентированную (штриховая линия) под действием управляющего поля в плоскости КПНЖК монослоя, E - модуль вектора напряженности управляющего поля, E_c пороговое поле переориентации оптических осей ЖК капель

В случае, когда электрическое поле прикладывается по нормали к КПНЖК монослою и показатель преломления полимерной матрицы равен обыкновенному показателю ЖК, с ростом значения управляющего поля имеют место следующие асимптотические соотношения: $T_c^{np}, T_c^{\parallel}, T_c^{\perp} \rightarrow 1$ и $P \rightarrow 0$, т.е отсутствуют рассеяние и поляризация падающего света.

Сравнение параллельной (T_c^{\parallel}) и ортогональной (T_c^{\perp}) компонент коэффициента когерентного пропускания с экспериментом представлено на рисунке 4. Теоретические расчеты выполнены в рамках приближения аномальной дифракции с использованием приближения эффективной среды [4].



Рис.4. Электрооптический отклик для параллельной и ортогональной компонент коэффициента когерентного пропускания КПНЖК монослоя в сравнении с экспериментом. Электрическое поле приложено по нормали к слою.

Предложен метод анализа поляризации прямопрошедшего света монослойными пленками капсулированых полимером нематических жидких кристаллов (ЖК) с однородными и неоднородными граничными условиями на поверхности раздела ЖК-полимер. Для исследования рассеяния света каплями ЖК использованы приближение аномальной дифракции и релаксационный метод. Полученные результаты могут быть использованы при разработке поляризаторов света на основе КПНЖК пленок [5,6].

Литература

1. V. Ya. Zyryanov, M. N. Krakhalev, O. O. Prishchepa, A. V. Shabanov // JETP Letters.- 2008.-V.88, No. 9, P. 597–601

- 2. V.A. Loiko, A.A. Miskevich, A.V. Konkolovich // JETP. 2007. V.132, No.4 P.966-977.
- 3. О.О. Прищепа, А.В. Шабанов В.Я., Зырянов А.М., Паршин, В.Г. Назаров // Письма в ЖЭТФ.-2006. т.84, No.11, C.723-728.
- 4. V.A. Loiko, A.A. Miskevich, A.V. Konkolovich // Phys. Rev. E. 2006. Vol. 74. P. 031704.
- 5. V.Ya. Zyryanov, S.L.Smorgon, V.F. Shabanov // Molecular Engineering. -1992. -No.1.- P.305 310.
- 6. P.G. Lisinetskaya, A.V. Konkolovich, V. A. Loiko // AO.- 2009.- V.48.- No.18.- P.3144-3253.

УДК 621.373.826

Н.А.Толстик¹, В.Э. Кисель¹, Н.В. Кулешов¹, О.В. Мальцев², Е.В. Копорулина², Н.И. Леонюк²

Er,Yb:YAl₃(BO₃)₄ - НОВАЯ АКТИВНАЯ СРЕДА ДЛЯ ЛАЗЕРОВ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ В ОБЛАСТИ 1.5-1.6 МКМ

¹НИЦ оптических материалов и технологий, БНТУ, проспект Независимости, 65, 220013 Минск, Беларусь nkuleshov@bntu.by ² МГУ им. М. Ломоносова, Геологический факультет, 119992/ГСП-2 Москва, Россия

Источники лазерного излучения с длиной волны 1,5 – 1,6 мкм представляют повышенный интерес для их применения в таких областях, как медицина, телекоммуникации и оптическая связь, оптическая локация и дальнометрия. Из доступных на сегодняшний день лазерных материалов для получения стимулированного излучения в области 1,5 мкм наибольшее распространение получили стекла, легированные ионами Er³⁺. Спектроскопические свойства эрбиевых стекол делают их эффективной лазерной средой, однако максимальные выходные мощности диодно-накачиваемых лазеров на эрбиевых стеклах в непрерывном режиме генерации ограничены несколькими сотнями милливатт из-за низких термических характеристик стекла. Кристаллические среды, напротив, характеризуются высокой в сравнении со стеклами теплопроводностью и порогом теплового разрушения, поэтому поиск подходящей кристаллической матрицы для ионов эрбия является актуальным и в настоящее время.

Данная работа посвящена изучениию спектроскопических и генерационных характеристик кристалла иттрий-аллюминиевого бората $(YAl_3(BO_3)_4)$, соактивированного ионами Er^{3+} и Yb^{3+} , а также процессов переноса энергии электронного возбуждения в нем.

Кристаллы выращивались методом раствор-расплавной кристаллизации из сложных многокомпонентных систем. В качестве основы растворителя использовался тримолибдат калия ($K_2Mo_3O_{10}$). В результате получены кристаллы Er:YAB, Er,Yb:YAB и Yb:YAB размером до 15x10x10 мм с содержанием ионов эрбия от 0,8 до 4 ат.% и ионов иттербия от 0,2 до 12 ат.%

Спектры поглощения и люминесценции кристаллов исследовались при температурах 300 и 40 К. Показано, что в кристалле Er,Yb:YAB благодаря сильному электрон-фононному взаимодействию ширина полосы поглощения составляет 17 нм, максимальное сечение поглощения в области 1 мкм при этом соответствует $2,7 \cdot 10^{-20}$ см² на длине волны 976 нм. В области 1,5-1,6 мкм наблюдаются широкие структурированные полосы поглощения и люминесценции, относящиеся к переходам ${}^{4}I_{15/2} \leftrightarrow {}^{4}I_{13/2}$ иона эрбия, с максимальными сечениями переходов на длине волны 1531 нм.

На основании результатов измерений низкотемпературных спектров были определена структура штарковского расщепления трех нижних мультиплетов иона эрбия (см табл. 1).

Мультиплет	Номер подуровня								
	0	1	2	3	4	5	6	7	
${}^{4}I_{15/2}$	0	47	111	125	164	288	306	318	
${}^{4}I_{13/2}$	6529	6563	6613	6641	6679	6737	6743	-	
${}^{4}I_{11/2}$	10166	10186	10220	10256	10267	-	-	-	

Таблица 1.1. структура штарковского расщепления мультиплетов ${}^{4}I_{15/2}$ иона Er^{3+} в кристалле YAl₃(BO₃)₄.

Исследована кинетика люминесценции возбужденных состояний ионов Er^{3+} и Yb³⁺ в образцах с различным уровнем легирования. Время жизни уровня ⁴I_{13/2} иона эрбия в кристалле YAB составляет около 325 мкс (что соответствует квантовому выходу люминесценции около 7%), уровня ⁴I_{11/2} иона эрбия – 80 нс, уровня ²F_{5/2} иона иттербия лежит в диапазоне 40-70 мкс в присутствии ионов эрбия и составляет около 480 мкс в их отсутствие. Показано, что в кристалле YAB благодаря высокой энергии фононов кристаллической решетки времена жизни уровней иона эрбия являются самыми короткими в сравнении с остальными материалами.

В кристалле Er,Yb:YAl₃(BO₃)₄ наблюдается эффективный резонансный перенос энергии электронного возбуждения от ионов иттербия к ионам эрбия. Эффективность переноса энергии достигает 94%. Кинетика затухания люминесценции ионов иттербия в кристалле Er,Yb:YAl₃(BO₃)₄ проанализирована в рамках теории Фёрстера-Декстера для миграционноускоренного переноса энергии [1]:

$$I(t) = I(0) \exp(-A_{usu}t - \gamma t^{3/S} - Kt)$$

Проведенные исследования показывают, что с увеличением концентрации ионов Yb³⁺ в кристаллах Er,Yb:YAB перенос энергии от ионов Yb³⁺ к ионам Er³⁺ от статического переходит к миграционно-ускоренному. При этом диполь-дипольное приближение не является наиболее вероятным механизмом взаимодействия между ионами Yb³⁺ и Er³⁺. Для корректного описания механизма переноса энергии в данном кристалле необходим учет взаимодействий более высокого порядка мультипольности, чем диполь-дипольные взаимодействия.

Лазерная генерация с диодной накачкой в кристаллах Er, Yb: YAl₃(BO₃)₄ реализована в непрерывном режиме и режиме пассивной модуляции добротности.

Лазерные эксперименты в непрерывном режиме проводились с использованием четырехзеркального резонатора, практически не подверженного влиянию термической линзы. Для данных экспериментов был изготовлен набор выходных зеркал со спектрами отражения, специально подобранными таким образом, чтобы обеспечить работу лазера на конкретном пике полосы усиления, внося дополнительные потери на остальных максимумах. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1:



1 – лазерный диод; 2 – фокусирующая система; 3 – поворотные зеркала R=100 мм и R=150 мм ; 4
 – активный элемент Er(1,5 ат%), Yb(12 ат.%): YAB; 6 – поворотное зеркало; 7 – выходное зеркало
 Рисунок 1 – схема экспериментальной установки для исследования генерационных характеристик кристалла Er, Yb: YAB в режиме непрерывной генерации

Резонатор состоял из плоского глухого зеркала 6, двух поворотных зеркал 3 и 5 с радиусами кривизны 100 мм и 150 мм соответственно, и плоского выходного зеркала 7. Активный элемент, вырезанный вдоль оси «с» и закрепленный на радиаторе с термоэлектрическим охлаждением, был помещен в перетяжку основной моды резонатора. Фокусные расстояния линз, составляющих фокусирующую систему, равнялись 100 и 80 мм, что обеспечивало размер перетяжки пучка накачки около 82 мкм. Размер перетяжки основной моды резонатора составлял около 80 мкм.

Выходные характеристики лазера представлены на рисунке 2. При использовании различных зеркал были получены различные длины волн выходного излучения, а именно – 1602, 1550, 1543 и 1520 нм. Максимальная выходная мощность 1 Вт была получена на длине волны 1550 нм при пропускании выходного зеркала 2,2% на длине волны генерации. Дифференциальная эффективность генерации составила 30%. Генерация на длине волны 1520 характеризовалась чуть меньшей выходной мощностью 980 мВт и дифференциальной эффективностью 31%, коэффициент пропускания выходного зеркала равнялся 5,5%. Также было получено лазерное излучение на длинах волн 1543 и 1602 нм с выходной мощностью 850-900 мВт.



Рисунок 5 – Выходные характеристики лазера на основе кристалла Er, Yb: YAB, построенного по четырехзеркальной схеме и работающего в непрерывном режиме

Лазерные эксперименты в режиме пассивной модуляции добротности проводились в полусферическом резонаторе длиной 50 мм. В качестве пассивных затворов использовались кристаллы Co:MgAl₂O₄ с начальным пропусканием более 99%. Режим пассивной модуляции добротности был получен на длинах волн 1602 и 1555 нм. Максимальная энергия импульсов лазерной генерации (около 7 мкДж) наблюдалась на длине волны 1602 нм при использовании зеркала с пропусканием 1% и затвора с начальным пропусканием 99,2%. Длительность импульсов модуляции добротности составляла около 200 нс, частота повторения – около 50 кГц, средняя выходная мощность лазера при поглощенной мощности накачки около 3,7 Вт составила 350 мВт. Максимальная выходная (средняя) мощность лазера наблюдалась на длине волны 1555 нм при использовании выходного зеркала с коэффициентом пропускания 2,2% на длине волны генерации и затвора с начальным пропусканием 99,6% и равнялась 630 мВт. Энергия импульсов модуляции добротности в данной конфигурации не превысила 5,5 мкДж, длительность импульсов составила около 75 нс, частота повторения 25 кГц

Полученные результаты показывают, что спектроскопические свойства кристалла Er,Yb:YAl₃(BO₃)₄ в условиях диодной накачки обеспечивают получение лазерной генерации в области 1,5-1,6 мкм с выходными характеристиками, значительно превосходящими параметры, достигнутые с использованием в качестве активных сред эрбиевых стекол.

Литература

1. Energy transfer in Yb^{3+} -Er³⁺-codoped bismuth borate glasses / Y. Liu [et al.] // J. Opt. Soc. Am. B. – 2007. – Vol. 24, No 5. – P. 1046-1052.

УДК 535.37, 539.21, 666.3

Т.Г.Хотченкова¹, Г.Е.Малашкевич¹, И.Силдос², В.Кииск², А.В.Данильчик¹, Е.В.Пестряков³

СТРУКТУРА И СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОКЕРАМИКИ (CeO₂:Tb)SiO₂ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ И КАТОДНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

¹Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь t.khottchenkova@ifanbel.bas-net.by ²Институт физики Тартуского университета, ул. Рия, 142, 51014 Тарту, Эстония ³Институт лазерной физики СО РАН, пр. Лаврентьева, 13/3, 630090 Новосибирск, Россия

Ранее было установлено [1], что нанокристаллы CeO₂:Tb, сформированные в кварцевых гель-стеклах, после восстановления водородом ионов Ce⁴⁺ и Tb⁴⁺ до трехзарядного состояния характеризуются эффективной люминесценцией ионов Tb³⁺, сенсибилизированной ионами Ce³⁺. Позднее были синтезированы и исследованы порошки из подобных нанокристаллов [2] в кремнеземной оболочке $(CeO_2:Tb)SiO_2,$ которые также проявили эффективную сенсибилизированную люминесценцию (её квантовый выход близок к 100%). Индивидуальные зерна таких порошков имеют округлую форму, а их размер составляет ≈ 50 нм, что позволяет отнести их к перспективному прекурсору для получения люминесцирующей оптической керамики. Благодаря возможности полного поглощения УФ-излучения с λ < 390 нм в слое толщиной ≤ 100 мкм и эффективной трансформации этого излучения в желто-зеленую область спектра такая нанокерамика представляет несомненный интерес для визуализации УФизображений и использования в системах твердотельного освещения. В настоящем сообщении изложены промежуточные результаты работы по её созданию.

Синтез исходных нанопорошков включал (1) гидролиз тетраэтилортосиликата (Si(C₂H₅O)₄) в водно-спиртовом растворе в присутствии соляной кислоты в качестве катализатора, (2) легирование полученных золей посредством добавления в них водноспиртовых растворов солей церия и тербия при атомарном соотношении Ce:Tb = (8–10):1, (3) гелеобразование и последующее измельчение геля до состояния высокодисперсного порошка. В ряде случаев дополнительно в активированный золь вводился раствор соли магния (последний использовался в качестве компенсатора локального заряда). Полученные порошки отжигали в муфельной печи на воздухе при T = 1200°C в течение t = 10 часов, что способствовало переводу Ln³⁺ в Ln⁴⁺, формированию кристаллической структуры CeO₂ и замещению атомов церия атомами тербия. Далее эти порошки прессовали в таблетки под давлением 7 т/см², спекали на воздухе при T = 1200°C и t = 2 часа для получения относительно прочной «квазикерамики», а затем допекали в водороде при T = 1450°C и t = 5 часов для перевода нелюминесцирующих ионов Ce⁴⁺ и Tb⁴⁺ в люминесцирующие Ce³⁺ и Tb³⁺ и получения керамики.

Фазовый анализ полученных образцов контролировался с помощью рентгеновского дифрактометра ДРОН-2.0 с использованием СиКа излучения ($\lambda = 1,54184$ Å). Микроструктура порошков и керамики исследовалась с помощью сканирующего электронного микроскопа LEO-1420REM. Спектры люминесценции и её возбуждения регистрировались методом «на отражение» с помощью спектрографа Andor SR303i оборудованного Andor ICCD камерой (охлаждённой до -15°C), в качестве источника оптического возбуждения использовалась ксеноновая лампа, совмещённая с монохроматором МДР 23. Для возбуждения электронным пучком использовался сильноточный ускоритель электронов РАДАН-2250 с энергией пучка 200 кэВ ($\Delta t \approx 2$ нс). Полученные спектры исправлялись с учетом спектральной чувствительности системы регистрации и распределения спектральной плотности возбуждающего излучения, приводились в максимуме к единице и представлялись в виде зависимости числа квантов на единичный интервал длин волн $dN/d\lambda$ от длины волны λ .

На рис. 1 приведены микрофотографии Ce-Tb-Mg-содержащего нанопорошка (*a*) и скола полученной из него керамики (*b*). Видно, что такой порошок представляет собой смесь шаровидных частиц с размерами ~ 50 нм и их агломератов. Относительно большие размеры сформировавшихся агломератов (~ 200 нм) можно связать с высокой температурой отжига. Из микрофотографии керамики следует, что она содержит как достаточно плотные однородные участки размером в несколько десятков мкм, так и сравнительно большие (~10 мкм) поры. Такую ситуацию можно связать в первую очередь с недостаточно равномерным заполнением объема при компактировании порошка и в меньшей степени с относительно невысокой температурой спекания.





Рис. 1. Микрофотографии Ce–Tb–Mg-содержащего нанопорошка (а) и полученной из него керамики (b)

На рисунке 2 приведены дифрактограммы квазикерамического (а) и керамического (b) образцов, полученных из Ce–Tb-содержащего нанопорошка. Как видно, дифрактограмма квазикерамики характеризуется наличием узких брэговских рефлексов при углах 2θ, равных 28,5°, 33,1°, 47,4°, 56,3°, 59,1°, 69,5°, 76,7°, 79,2° и 88,4°. Сравнение положений и относительных интенсивностей этих рефлексов с данными файла № 34-0394 каталога JCPDS-

1996, соответствующими кубической кристаллической решетке CeO_2 с пространственной группой симметрии $O_h^5 - Fm3m$ и координационным числом катиона 8, свидетельствует об их достаточно хорошем совпадении. Это позволяет сделать вывод о сохранении в квазикерамике структуры наночастиц CeO_2 . На дифрактограмме допечённой в водороде нанокерамики рефлексы фазы CeO_2 значительно ослаблены, но отсутствуют и рефлексы характерные для фазы Ce_2O_3 . Одновременно появляется ряд новых рефлексов, идентификация которых требует специального исследования. По-видимому, такая ситуация обусловлена превалированием при допекании в водороде процессов химического взаимодействия редкоземельных оксидов с кремнеземом над процессом релаксации локального окружения ионов церия к равновесному с новым зарядовым состоянием.



Рис. 2. Дифрактограмма квазикерамического (а) и керамического (b) образцов,

полученных из Се-Ть-содержащего нанопорошка На рисунке 3 изображены спектры люминесценции (а) и возбуждения люминесценции (b) керамики, полученной из Се-Ть-(1) и Се-Ть-Мд-содержащих (2) нанопорошков, записанные при длинах волн возбуждения $\lambda_{\rm B} = 266$ нм и регистрации $\lambda_{\rm D} = 545$ нм. Здесь же приведен спектр люминесценции Се-Тb-содержащей керамики, полученный при возбуждении электронным пучком (3). Видно, что спектр люминесценции Се-Тb-содержащей керамики при оптическом возбуждении представлен низкоинтенсивной широкой полосой с максимумом при λ ~ 440 нм и серией узких интенсивных полос при λ ~ 490, 545, 585 и 620 нм. Широкую полосу люминесценции можно приписать межконфигурационным $4f^05d^1 \rightarrow 4f^1$ переходам ионов Ce³⁺, а узкие полосы – люминесценции ионов Tb³⁺ в переходах ${}^{5}D_{4} \rightarrow {}^{7}F_{i=0,1,2,3}$. Поскольку используемое возбуждение приходится на область интенсивной $4f^1 \rightarrow 4f^0 5d^1$ полосы Ce³⁺, полностью экранирующей слабоинтенсивные абсорбционные f-f-полосы ионов Tb³⁺, люминесценция последних обусловлена сенсибилизацией ионами Ce³⁺. Для Ce-Tb-Mg-содержащей керамики широкая полоса люминесценции практически исчезает, что свидетельствует о более высокой эффективности такой сенсибилизации. При этом изменение концентрации Mg ведет лишь к незначительному перераспределению относительных интенсивностей узких полос люминесценции. Существенное изменение спектра люминесценции при переходе от оптического возбуждения к катодному (ср. кривые 1 и 3 на рис. 3a), по-видимому, можно объяснить деформацией локальной структуры оптических центров Tb³⁺ в результате захвата проникающих в образец электронов ионами Се³⁺ и восстановлением их до лабильного состояния (Ce³⁺)⁻. Что касается спектров возбуждения люминесценции, то для обоих образцов характерно наличие широкой слабоструктурной полосы с максимумом при $\lambda \sim 280$ нм и частично перекрывающейся с ней более узкой полосы с максимумом при λ ~ 230 нм. Первая обусловлена переходами $4f^{1} \rightarrow 4f^{0}5d^{1}$ ионов Ce³⁺, а вторая – переходами $4f^{8} \rightarrow 4f^{7}5d^{1}$ ионов Tb³⁺. Примечательно, что присутствие Mg заметно расширяет полосу возбуждения сенсибилизированной люминесценции ионов Tb³⁺ в длинноволновую сторону спектра (ср. кривые *1* и *2* на рис. 3b).



Рис. 3. Спектры люминесценции (а) и её возбуждения (b) керамики, полученной из Ce–Tb- (1, 3) и Ce–Tb–Mg-содержащих (2) порошков при оптическом (1, 2) и катодном (3) возбуждении. λ_в= 266 нм, λ_p= 545 нм, Δλ_в=1 нм, Δλ_p= 0,1 нм Работа частично поддержана программой DoRa5 (Archimedes Foundation, Эстония) и

Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований (грант Ф09СО-011).

Синтезирована люминесцирующая нанокерамика (CeO₂:Tb)SiO₂ и проведено её электронномикроскопическое, дифрактометрическое и спектрально-люминесцентное исследование. Обнаружено существенное различие спектров её люминесценции при оптическом и катодном возбуждениях. Установлено, что введение в матрицу Mg в качестве компенсатора локального заряда ведет к заметному длинноволновому смещению полосы возбуждения ионов Ce^{3+} и увеличению эффективности сенсибилизированной ими люминесценции ионов Tb^{3+} .

Литература

- Малашкевич Малашкевич Г.Е., Сигаев В.Н., Семкова Г.И., Шампаньон Б.// ФТТ. 2004. – Т. 46, № 8, – С. 1386–1392.
- Malashkevich G.E. Semkova G.I., Amelyanovich O.L, Kochubeyeva T.G.// Optica Applicata. - 2008. - XXXVIII, No 1. - P. 57-64.

УДК 535.37 + 539.23

Г.Е.Малашкевич¹, Г.П.Шевченко², А.П.Ступак¹, Л.Т.Потапенко², Г.И.Семкова¹, А.А.Суходола¹

ВРЕМЕННОЙ ХОД ИНТЕНСИВНОСТИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ Еu–Ag-СОДЕРЖАЩИХ ОКСИДНЫХ ПЛЕНОК ПРИ СТАЦИОНАРНОМ УФ-ВОЗБУЖДЕНИИ

¹Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь g.malashkevich@ifanbel.bas-net.by ^bНИИ физико-химических проблем Белорусского государственного университета, ул. Ленинградская, 14, 220080, Минск, Беларусь

Недавно [1] при исследовании пленок системы GeO2-Eu2O3-Ag было показано, что простые и сложные ионы серебра способны связываться мостиковым кислородом с ионами европия. Это ведет к эффективной сенсибилизации ими люминесценции Eu³⁺, позволяющей на 2-3 порядка увеличить её интенсивность при возбуждении в УФ-области. В этой же работе показано, что эффективными сенсибилизаторами люминесценции Eu³⁺ являются и олигомерные кластеры серебра, стабилизированные на поверхности наночастиц (Ag⁰)_n и также связанные мостиковым кислородом с редкоземельными ионами. Эффективная сенсибилизация люминесценции редкоземельных ионов простыми и сложными ионами серебра была обнаружена и в кварцевых гель-стеклах [2]. С другой стороны, хорошо известно, что ионы серебра в оксидных матрицах способны относительно легко фотовосстанавливаться, правда, механизм такого процесса окончательно не установлен. Естественно ожидать, что такое фотовосстановление в локальном окружении редкоземельного активатора должно определенным образом отразиться на описанной выше сенсибилизации и, возможно, на спектрально-люминесцентных свойствах Ln³⁺. Однако в работах [1, 2] влияние фотовосстановления ИОНОВ серебра на эффективность и спектральные свойства сенсибилизированной ими люминесценции Ln³⁺ рассмотрено не было. Не удалось нам обнаружить сведений о таком влиянии и в литературе. Изложенное и явилось причиной постановки настоящей работы.

Пленки системы GeO₂–Eu₂O₃–Ag (германатные пленки) получали по методике [1] с использованием тартратного (KNaC₄H₄O₆) комплекса европия либо его азотнокислой соли. Для получения пленок системы SiO₂–Eu₂O₃–Ag (кремнеземные пленки) в качестве исходных компонентов использовали золь SiO₂, полученный ионообменным способом из силиката натрия, и водные растворы AgNO₃ и Eu(NO₃)₃. Концентрация Eu₂O₃ и Ag в обеих пленках составляла по 10 мол%; подложки были выполнены из кварцевого стекла KУ-1. Все пленки последовательно отжигались при различных температурах T_{ann} в течение 30 мин.

Запись спектров светоослабления (ССО) осуществлялась на спектрофотометре «Сагу 500». Стационарные спектры люминесценции (СЛ) и возбуждения люминесценции (СВЛ)

регистрировались на спектрофлуориметре СФЛ-1211А. «Мгновенные» СЛ исследовались с помощью автоматизированного лазерного спектрометра при возбуждении излучением четвертой гармоники моноимпульсного неодимового лазера ($\lambda = 266$ нм, длительность импульса 10 нс). СЛ исправлялись с учетом спектральной чувствительности системы регистрации и выражались в виде зависимости числа квантов на единичный интервал длин волн $dN/d\lambda$ от λ . Спектр фотовосстановления (СФВ) ионов серебра строился как зависимость степени изменения интенсивности люминесценции (I) ионов Eu³⁺ от длины волны возбуждающего излучения (λ_{exc}) в стационарном режиме при автоматической корректировке ширины щели монохроматора возбуждения для обеспечения одинакового числа возбуждающих квантов.

На рис. 1 изображены ССО 10-слойных пленок с $T_{ann} = 500$ °C до и после десятиминутного облучения нефильтрованным излучением ксеноновой лампы с удельной световой мощностью ≈ 1 Вт/см². Видно, что для



Рис. 1. Спектры светоослабления пленок GeO₂–Eu₂O₃–Ag (1, 2) и SiO₂–Eu₂O₃–Ag (3, 4), легированных тартратным комплексом (1, 2) и азотнокислой солью европия (3, 4) до (1, 3) и после (2, 4) облучения нефильтрованным излучением ксеноновой лампы со световой мощностью 1 BT/см². T_{ann} = 500°C.

германатной пленки, легированной тартратным комплексом европия («тартратная» пленка), наблюдается интенсивная полоса поглощения при $\lambda \approx 445$ нм, обусловленная поверхностным плазмонным резонансом в наночастицах $(Ag^0)_n$ (кривая *1*). Облучение этой пленки сопровождается небольшим уширением плазмонной полосы и смещением её максимума в длинноволновую сторону (кривая *2*). Подобная плазмонная полоса наблюдается и для легированной этим же комплексом европия кремнеземной пленки с идентичным T_{ann} (её спектр на рис. не приведен). ССО как германатной, так и силикатной пленок, легированных азотнокислой солью европия, характеризуются отсутствием плазмонной полосы и практически

совпадают до и после облучения, что видно на примере кремнеземной пленки с $T_{ann} = 500$ °C (ср. кривые 3 и 4).

На рис. 2 изображены мгновенные СЛ тартратной пленки системы GeO₂–Eu₂O₃–Ag до и после облучения, идентичного описанному выше, $\lambda_{exc} = 280$ нм. Видно, что относительная доля квантов, излучаемых в переходе ${}^{5}D_{0} \rightarrow {}^{7}F_{4}$ ионов Eu³⁺ ($\lambda \approx 700$ нм), для предварительно облученной пленки (кривая 2) несколько снижается, однако в остальном её спектр практически не отличается от спектра необлученной пленки (кривая 1). Подобное небольшое изменение СЛ имеет место и для облученной тартратной пленки системы SiO₂–Eu₂O₃–Ag.



Рис. 2. Мгновенные спектры люминесценции тартратной пленки системы GeO_2 -Eu₂O₃-Ag до (1) и после (2) облучения нефильтрованным излучением ксеноновой лампы. $\lambda_{exc} = 280$ нм. $T_{ann} = 500^{\circ}C$.

На рис. З изображена временная зависимость относительной интенсивности люминесценции (I/I_0) ионов Eu³⁺ в исследованных тартратных пленках при стационарном возбуждении ($\lambda_{exc} = 280$ нм) для различных T_{ann} . Регистрация люминесценции осуществлялась при $\lambda_{rec} = 615$ нм со спектральной шириной щели монохроматора 4 нм. Видно, что для германатной пленки при $T_{ann} = 500$ °C в течение примерно 3 сек с момента начала возбуждения имеет место двухкратное падение интенсивности люминесценции, которое спустя примерно одну минуту выходит на стационарное значение, составляющее $\approx 0,3$ от первоначального (см. кривую 1). По мере увеличения T_{ann} степень такого ослабления люминесценции уменьшается (ср. кривые 1-3) и при $T_{ann} = 800$ °C стационарное значение интенсивности люминесценции интенсивности люминесценции гораздо меньше даже при $T_{ann} = 500$ °C (см. кривую 5), отсутствует быстрое падение интенсивности люминесценции в начале возбуждения а её стационарное значение достигается за время ~ 10 мин. Следует отметить, что подобное ослабление интенсивности люминесценции наблюдается и для Аg-содержащих пленок, легированных Eu(NO₃)₃, однако его степень меньше. Отметим также, что после облучения и 10-минутной выдержки в темноте для

германатной пленки, в отличие от кремнеземной, имеет место примерно 10% увеличение значения I, достигнутого на момент прекращения облучения. Полное восстановление интенсивности люминесценции ионов Eu³⁺ в обеих пленках наблюдается лишь после их отжига.



Рис. 3. Зависимость интенсивности стационарной люминесценции ионов Eu^{3+} в тартратных пленках систем GeO₂-Eu₂O₃-Ag (*1*-4) и SiO₂-Eu₂O₃-Ag (*5*) от времени. $\lambda_{exc} = 280$ нм, $\lambda_{rec} = 615$ нм. T_{ann} , °C: 500 (*1*, 5), 600 (*2*), 700 (*3*), 800 (*4*).

На рис. 4 изображены СФВ ионов серебра в тартратных Еu-содержащих германатной и кремнеземной пленках. Видно, что спектр германатной пленки характеризуется интенсивной полосой при $\lambda \le 250$ нм и слабоинтенсивной при $\lambda \approx 300$ нм (кривая *1*). В спектре кремнеземной плёнки наблюдается интенсивная полоса при $\lambda \approx 270$ нм и слабоинтенсивное плечо при $\lambda \approx 300$ нм (кривая *2*). Примечательно, что для обеих пленок длинноволновой «хвост» полос фотовосстановления простирается практически до $\lambda \approx 400$ нм.



Рис. 4. Спектры фотовосстановления ионов серебра в тартратных пленках систем GeO_2 -Eu₂O₃-Ag (1) и SiO₂-Eu₂O₃-Ag (2). $T_{ann} = 500^{\circ}C$.

Анализ ССО (см. рис. 1) показывает, что УФ-облучение исследованных пленок в пределах длительности, необходимой для записи спектров люминесценции (~5 мин при плотности мощности $P \approx 1$ Вт/см²), не может сопровождаться заметным изменением спектра поглощения. Это изменение – увеличение интенсивности плазмонной полосы за аналогичное время и, следовательно, увеличение эффективности тушения и гашения люминесценции появляется лишь при мощности УФ-облучения по крайней мере на порядок выше. Следовательно, уменьшение интенсивности сенсибилизации люминесценции Eu³⁺ ионами и кластерами серебра. Причина же такого ослабления, по нашему мнению, состоит в снижении концентрации ионов и кластеров серебра, которые являются донорами энергии, в результате их фотовосстановления до атомарного состояния. В основе такого фотовосстановления могут лежать реакции типа:

$$\operatorname{Ag}^{+} + \operatorname{HMO} + h\nu \to \operatorname{Ag}^{0} + \operatorname{HMO}^{+}$$
 (1),

$$4Ag^{+} + 2H_2O + h\nu \rightarrow 4Ag^{0} + O_2 + 4H^{+}$$
(2),

где НМО – немостиковый кислород.

В пользу реакции (1) может свидетельствовать хорошо известный факт вхождения редкоземельных активаторов в дефектные участки стеклообразующего каркаса, т. е. туда, где имеется немостиковый кислород. Реализация реакции (2) подтверждается более выраженным падением интенсивности люминесценции Eu³⁺ по мере снижения температуры отжига пленок (см. рис. 3), когда велика их пористость и вероятность насыщения этих пор атмосферной влагой. Обращает на себя внимание и существенная протяженность СФВ в длинноволновую сторону (см. рис. 4), где расположены полосы поглощения кластеров серебра, что может указывать на фотовосстановление последних.

В заключение отметим, что, судя по рис. 2, фотовосстановление ионов и кластеров серебра в процессе записи СЛ при обычно используемых мощностях возбуждающего излучения практически не отражается на величине расщепления и относительной интенсивности спектральных полос ионов Eu³⁺.

Исследовано влияние фотовосстановления ионов серебра на сенсибилизированную ими люминесценцию Eu³⁺ в пленках GeO₂–Eu₂O₃–Ag и SiO₂–Eu₂O₃–Ag. Установлено, что такое фотовосстановление имеет место как для изолированных ионов серебра, так и для его кластеров и сопровождается слабообратимым снижением интенсивности сенсибилизированной люминесценции Eu³⁺, степень и скорость которого зависит от природы матрицы и температуры термообработки.

Литература

- 1. Малашкевич Г.Е., Шевченко Г.П., Сережкина С.В., Першукевич П.П., Семкова Г.И., Глушонок Г.К. // ФТТ. 2007. Т. 49, №10. С.1804 1814.
- Малашкевич Г.Е., Семченко А.В., Суходола А.А., Ступак А.П., Суходолов А.В., Плющ Б.В., Сидский В.Б., Денисенко Г.А. // ФТТ. – 2008. – Т. 50, №8. – С. 1408 – 1415.

Секция 6. Применения лазеров в науках о жизни А.В. Волотовская, Л.Е. Козловская, А.Н. Мумин

ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ В ЛЕЧЕНИИ И РЕАБИЛИТАЦИИ БОЛЬНЫХ С ПОЛИНЕВРОПАТИЯМИ

Белорусская медицинская академия последипломного образования 220013, г. Минск, Беларусь, ул. Бровки, 3, корп. 3.

Методы, основанные на применении лазерного и оптического излучений, составляют неотъемлемую составную часть комплексного лечения, профилактики и медицинской реабилитации больных с патологией периферической нервной системы, в частности, с полиневропатиями [3, 13]. Множественное поражение периферических нервов представляет собой преимущественно дистальный, симметричный моторно-сенсорный процесс, связанный с экзогенной интоксикацией либо с эндогенными метаболическими нарушениями, и проявляющийся периферическими параличами, чувствительными, трофическими и вегетативно-сосудистыми расстройствами. В основе болезненного процесса лежат дистрофические, токсические, обменные, ишемические и механические факторы, приводящие к развитию изменений соединительно-тканного интерстиция, миелиновой оболочки, осевого цилиндра [4, 5, 6, 9, 10]. Длительная потеря трудоспособности, рецидивирующее течение, частая инвалидизация пациентов с полиневропатиями обусловливают социальную значимость проблемы и актуальность поиска более совершенных методов лечения этих заболеваний.

Показано, что воздействие лазерного и оптического излучений, магнитных полей на нервномышечное волокно ускоряет пролиферацию нейроглии, регенерацию повреждённого нерва [1, 2]. Кроме того, известна способность этих факторов улучшать микроциркуляцию в тканях, оказывать противовоспалительное и анальгезирующее действие, что обуславливает их широкое применение в различных областях медицины [3, 7, 11, 12, 13]. Имеющиеся в настоящее время в арсенале врачейфизиотерапевтов аппараты магнитосветолазерной терапии «Снаг» (Республика Беларусь) позволяют оказывать воздействие лазерным инфракрасным, синим светодиодным излучениями, а также постоянным магнитным полем, обладают большими возможностями по регуляции параметров действующих факторов (частота модуляции, мощность лазерного и светодиодного излучений, продолжительность процедур). Всё это создаёт предпосылки для исследования возможности применения магнитосветолазерной терапии с целью уменьшения клинических проявлений и улучшения состояния повреждённых нервных волокон при полиневропатиях.

Цель исследования: оценить эффективность применения магнитосветолазерной терапии с помощью аппарата «Снаг» в комплексном лечении периферической сенсорно-моторной воспалительной и диабетической полиневропатии.

Материалы и методы.

143

Под наблюдением находилось 55 больных с острыми и хроническими воспалительными полиневропатиями и 151 пациент с диабетической полиневропатией, которые проходили курс стационарного лечения в отделениях неврологии и эндокринологии Минской областной клинической больницы.

У 24-х больных была диагностирована острая воспалительная демиелинизирующая полиневропатия (синдром Гийен-Барре) с характерной клинической картиной заболевания. Страдающих подострой демиелинизирующей полиневропатией было 11 человек, хронической воспалительной демиелинизирующей полиневропатией – 10 человек, с отдаленными последствиями, в поздний восстановительный период воспалительной полиневропатии - 10 человек. 24 человека получали стероидную терапию (преднизолон, либо медрол, либо дексаметазон), 31-му пациенту был проведен плазмаферез (3 процедуры на курс), 18 больных получили курс лечения иммуноглобулином. 43-м пациентам с воспалительным генезом полиневропатии проводили физиотерапевтические процедуры (магнитосветолазерную терапию на пораженные конечности и области проекции соответствующих сегментарных зон с использованием магнитосветолазерного аппарата «Снаг», надсосудистую лазеротерапию, массаж пораженных конечностей и др.)

Все пациенты с диабетической полиневропатией были разделены на две группы. Больным І-й группы (76 человек) проводилось общепринятое лечение (коррекция углеводного обмена, лечение препаратами альфа-липоевой кислоты, витаминами группы В, ангиопротекторами – актовегин, солкосерил, эмоксипин, пентоксифиллин). Во ІІ-ую группу (основную) вошли 65 человек, которым кроме общепринятого лечения применялась дополнительно магнитосветолазерная терапия от аппарата «Снаг» на область проекции сосудисто-нервного пучка нижних конечностей.

Пациентам, страдающим сахарным диабетом, проводилось общеклиническое обследование, исследование углеводного обмена, неврологическое обследование, оценка уровня болевого синдрома по визуальной аналоговой шкале. Оценку признаков поражения периферической нервной системы проводили по двум шкалам: шкале симптомов — шкала Нейропатического Симптоматического Счёта - НСС (Neuropathy Symptom Score) и шкале признаков, составляющих, так называемый, нейропатический дисфункциональный счет – НДС (Neuropathy Dysability Score), по которой исследуются чувствительность (тактильная, болевая, температурная, вибрационная) на уровне тыльной поверхности большого пальца [6,8]

Результаты и их обсуждение

В клинике у пациентов с воспалительными полиневропатиями отмечались двигательные нарушения в виде периферического тетрапареза. Чувствительные нарушения были представлены гипестезией дистальных отделов конечностей по типу «носков и перчаток». Функция тазовых органов была нарушена у 2 больных по типу задержки мочеиспускания. Бульбарный синдром был
умеренно выражен у 3 больных в виде дисфагии и дизартрии. Отмечалась гипотрофия нижних конечностей у всех больных.

Все пациенты с сахарным диабетом при поступлении находились в состоянии суб- и декомпенсации обменных процессов, уровень HbA1c колебался в пределах 10,5-12,1%, предъявляли жалобы на умеренные, и выраженные боли в ногах после физической нагрузки, в покое, в вечернее время, а часть пациентов – на ночные боли в ногах, парестезии, онемение и жжение в нижних конечностях.. В среднем шкала NSS составила 5,5 баллов. У всех пациентов были выявлены сенсорные нарушения в виде: расстройства температурной чувствительности - у 54 больных; болевой чувствительности у - 51; тактильной чувствительности у 25 человек. Количественно средний балл объективных неврологических симптомов составил по шкале NDS - 6,9 баллов.

Необходимо отметить хорошую переносимость процедур магнитосветолазерной терапии: ни у одного пациента не было отмечено ухудшения самочувствия в процессе курса лечения. У 30-ти пациентов с воспалительными невропатиями отмечалось улучшение: наросла мышечная сила в среднем на 1-2 балла, уменьшились проявления гипостезии конечностей, увеличился объем движений. На основании анализа данных неврологического статуса, общего состояния, субъективных ощущений пациентов отмечена возможность увеличить процент положительных результатов лечения до 75% при проведении группе больных (43 человека) дополнительно процедур лазеро-, фото-, магнитотерапии по сравнению с пациентами, которым было проведено только традиционное лечение (стероидная терапия, плазмаферез, иммуноглобулин). Исследования, выполненные при различных формах воспалительной полиневропатии, показали, что в случае лечения острых процессов не получено прямой зависимости между более ранним (на первой, второй неделе) началом применения физиотерапевтических методов лечения и регрессом клинических проявлений заболевания. Более отчетливый клинический эффект был получен при включении методов физиотерапии в программу лечения после 3-4 недель специфической консервативной терапии (когда заболевание находилось в подострой фазе). Подключение методов физиотерапии в более поздний период – при отдаленных последствиях заболевания, в поздний восстановительный период, также не всегда сопровождалось положительной динамикой клинической картины заболевания.

На фоне проведения магнитосветолазерной терапии к 5-6-й процедуре практически все пациенты, страдающие сахарным диабетом, отмечали улучшение состояния: уменьшение выраженности болей в ногах, судорог икроножных мышц, нормализацию ночного сна, уменьшение чувства онемения и зябкости ног. После курса лечения (8-12 процедур) суммарный балл по шкале НДС переместился из диапазона "выраженной" нейропатии (5-7 баллов) в область "умеренной" (2-4 балла) у 65% пациентов основной группы, тогда как в контрольной группе этот показатель составил лишь 53%.

Таким образом, применение магнитосветолазерной терапии в комплексном лечении больных с полиневропатиями различной этиологии повышает эффективность лечения данной категории больных. Доступность и неинвазивность метода позволяет рекомендовать его курсовое использование в клинической практике в амбулаторно-поликлинических, стационарных и санаторнокурортных организациях. Механизмы реализации лечебных эффектов магнитосветолазерной терапии у больных с полиневропатиями нуждаются в дальнейшем научном исследовании с учетом формы, длительности заболевания, времени начала лечения, особенностей лечебного действия каждого из используемых физических факторов.

Показана эффективность магнитосветолазерной терапии от аппарата «Снаг» в комплексном лечении больных с воспалительной и диабетической полиневропатиями, отмечено более активное восстановление двигательной функции, улучшение температурной и болевой чувствительности, уменьшение болевого и нейропатического синдромов.

Литература

1. Anders Juanita J; Geuna Stefano; Rochkind Shimon Phototherapy promotes regeneration and functional recovery of injured peripheral nerve. //Neurological research 2004;26 (2):233-9.

2. Болотова Н.В., Худошина С.В., Райгородский Ю.М. Применение динамической магнитотерапии в лечении диабетической полинейропатии у детей. //Педиатрия. – 2007.-Том 86.-№2. С.58-62.

3. Гурленя А. М. Физиотерапия в неврологии/ А. М. Гурленя, Г. Е. Багель, В. Б. Смычек, 2008.

4. Гурьева И. В., Комелягина Е.Ю., Кузина И.В.. Диабетическая периферическая сенсомоторная полинейропатия. Патогенез, клиника и диагностика. - М., 2000.

5. Гусев Е.И., Бойко А.Н. Демиелинизирующие заболевания центральной нервной системы.- «Consilium medicum», 2002.- №2.- С.12-18.

6. Данилова Л.И., Ярошевич Н.А. Сахарный диабет и его осложнения: клинические варианты диабетической нейропатии: метод. пособие.- 2009.

7. Карандашов В.И., Петухов Е.Б., Зродников В.С. Фототерапия (светолечение): Руководство для врачей / Под ред. Н.Р. Палеева.- М.: Медицина, 2001.

8. Количественная оценка выраженности нейропатии у больных сахарным диабетом, её профилактика и лечение / Жукова Л.А., Лебедев Т.Ю., Гуламов А.А. – М., 2003. – С. 8-13.

9. Мохорт Т.В. Нейропатия при сахарном диабете: современные принципы лечения // Медицинские новости. – 2008. – №1. – С. 40-47.

10. Пирадов М.А. Синдром Гийена-Барре: диагностика и лечение. Неврологический журнал, 2001.- №2.- С.4-9.

11. Справочник по клинической эндокринологии / Е.А. Холодова, Ю.Н. Бойко, Л.С. Гиткина и др.; Науч.ред. и сост. Е.А. Холодова.- Мн., 2004.

12. Толстых П.И. и др. Лазерное излучение и антиоксиданты в лечении гнойнонекротических процессов нижних конечностей у больных сахарным диабетом. – М., 1998.

13. Улащик В.С., Лукомский И.В. Общая физиотерапия. — 2004.

В.Ю.Плавский¹, Н.В.Барулин²

ВЛИЯНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ДЛИН ВОЛН НА РАЗВИТИЕ МОЛОДИ РЫБ

¹Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь, plavskii@dragon.bas-net.by ²Белорусская государственная сельскохозяйственная академия, ул. Мичурина, 5, 213407 Горки, Беларусь, barulin@list.ru

Ранее [1 - 5] нами было показано, что эмбрионы рыб являются удобной моделью для исследования механизмов биологической активности оптического излучения. При оптимальных параметрах ($\lambda = 808$ нм, плотность мощности P = 2,9 мВт/см², длительность воздействия t = 60 с) лазерное излучение оказывает выраженное стимулирующее действие на рыбоводно-биологические показатели осетровых рыб, снижая частоту аномалий в развитии, повышая выживаемость, размерно-весовые показатели, жизнестойкость личинок и молоди, увеличивая экстерьерные показатели товарных годовиков. Стимулирующий эффект сильно зависит от поляризации и интенсивности излучения, времени и режимов (непрерывный, импульсный, модулированный) воздействия. В то же время степень когерентности излучения не играет определяющей роли в механизме биологической активности указанного физического фактора: действие поляризованного квазимонохроматического излучения [1, 4, 5].

Цель настоящих исследований – изучение влияния облучения оплодотворенной икры на последующее эмбриональное и постэмбриональное развитие осетровых рыб в зависимости от длины волны излучения видимой и ближней ИК–областей спектра и последовательности воздействия (комбинированное облучение). Актуальность изучения комбинированного воздействия обусловлена литературными данными, свидетельствующими о возможности значительного усиления биологического действия света за счет последовательного облучения [6, 7].

Материал и методика исследований. Основным объектом исследований являлся гибрид С.БС (стерлядь (\mathcal{Q}) х бестер F₁ (\mathcal{J})) на различных этапах развития. В качестве воздействующего фактора использовались светодиодные ($\lambda = 450\pm15$ нм, синяя область спектра; $\lambda = 630\pm10$ нм, красная область спектра) и лазерные ($\lambda = 808$ нм, ИК–область спектра) источники излучения. Воздействие непрерывным излучением осуществляли на эмбрионы, находящиеся на 24 стадии эмбрионального развития при оптимальных параметрах света [1, 4, 5]. В эксперименте изучены следующие варианты воздействия: 1 – контрольная (интактная) группа; 2 – 4 –группы, на эмбрионы которых воздействовали оптическим излучением синей, красной и инфракрасной областей спектра, соответственно; 5 – 8 – группы, на эмбрионы которых последовательно воздействовали излучением синего и красного (5); красного и синего (6); синего и ИК (7); ИК и синего (8) спектральных диапазонов. В качестве критерия, свидетельствующего о влиянии оптического излучения на развитие рыб, были выбраны следующие показатели: выживаемость предличинок на стадии выклева; количество нарушений в развитии обонятельных органов предличинок; средняя масса 50–дневной молоди осетровых рыб.

Результаты исследований. Результаты исследований влияния поляризованного излучения светодиодных источников синей ($\lambda = 450\pm15$ нм) и красной ($\lambda = 630\pm10$ нм) областей спектра, а также поляризованного излучения инфракрасного диапазона ($\lambda = 808$ нм) на развитие эмбрионов и рыб при облучении на эмбриональной стадии представлены на рис. 1. Из рисунка следует, что эффект действия достаточно сильно зависит от спектрального диапазона воздействующего излучения. Максимальное стимулирующее действие оказывает излучение ближней инфракрасной области спектра $\lambda = 808$ нм, $P = 2,9\pm0,2$ мВт/см², t = 60 с.



Рис. 1. Влияние непрерывного оптического излучения ($P = 2,9\pm0,2$ мВт/см², t = 60 с) различного спектрального диапазона на выживаемость предличинок на стадии выклева (a), на нарушения в развитии их обонятельных органов (δ) и на накопление массы 50-суточной молоди осетровых рыб (ϵ): 1 – контрольная группа; 2, 3, 4 – группы, на эмбрионы которых воздействовали оптическим излучением синего (2), красного (3), инфракрасного (4) источников.

Так, если в контрольной группе, выживаемость предличинок на стадии выклева составляла $\gamma_{\rm B} = 70\pm3,5\%$, то при воздействии излучения $\lambda = 450$ нм – $\gamma_{\rm B} = 78\pm2,2\%$; $\lambda = 630$ нм – $\gamma_{\rm B} = 80\pm1,5\%$; $\lambda = 808$ нм – $\gamma_{\rm B} = 94\pm2,3\%$. Аналогичная закономерность прослеживается и при

контроле количества нарушений в развитии обонятельных органов предличинок и при измерении массы 50–дневной молоди. Например, если в контрольной группе аномалии в развитии наблюдались в $\gamma_n = 22\pm2,4\%$ от ее численности, то для личинок, полученных из облученных эмбрионов, данные показатели составляют: для $\lambda = 450$ нм – $\gamma_n = 16\pm1,3\%$; для $\lambda = 630$ нм – $\gamma_n = 13\pm0,8\%$; для $\lambda = 808$ нм – $\gamma_n = 8\pm0,7\%$. Средняя масса 50–дневной молоди, полученной из эмбрионов, облученных синим светом, составляла $\gamma_w = 122\pm2,5\%$ по отношению к контролю; облученных красным светом – $\gamma_w = 125\pm5,5\%$; инфракрасным – $\gamma_w = 185\pm5,5\%$. Следовательно, развитие осетровых рыб на эмбриональном и постэмбриональном уровне существенно зависит от длины волны излучения, воздействовавшего на эмбрионы на 24 стадии эмбрионального развития.

Следующий этап исследований связан с изучением закономерностей комбинированного действия на эмбрионы света различных длин волн. Полученные результаты представлены в табл. 1.

Таблица 1. - Влияние последовательного (комбинированного) воздействия на эмбрионы оптическим излучением различного спектрального диапазона ($P = 2,9\pm0,2$ мBt/см², t = 60 с) на показатели, характеризующие развитие осетровых рыб на эмбриональной и постэмбриональной стадиях

	Показатели (% к контролю) при последовательном				
	воздействи	Показатели			
Контролируемый		для			
параметр	синий и	красный и	× 1110		контрольной
	красный	синий	синий и ИК	ИК и синий	группы (%)
Выживаемость	86±2,3	82±1,9	87±2,1	89±1,9	70±3,5
предличинок на					
стадии выклева					
Нарушения в	13±1,3	12±1,0	11±0,9	10±0,8	22±2,4
развитии					
обонятельных					
органов					
Накопление	140±3,5	128±6,5	155±4,2	149±4,7	100±1,7
массы 50-					
суточной молоди					
осетровых рыб					

Из приведенных данных следует, что максимальные отличия от контрольных групп наблюдаются при последовательном воздействии на эмбрионы излучением синей и инфракрасной (группа 7); инфракрасной и синей (группа 8) областей спектра. Однако обращает на себя внимание отсутствие в этом случае синергизма в действии указанных физических факторов: при облучении эмбрионов светом только с $\lambda = 808$ нм (рис. 1) фотобиологический эффект выше по всем исследованным показателям. Четко выраженный синергизм отмечается при последовательном действии излучения синей и красной областей спектра. Так, если при воздействии на эмбрионы излучением синей области спектра средняя масса 50–дневной молоди

составляла $\gamma_w = 122\pm2,5\%$ по отношению к контролю; воздействии красным светом – $\gamma_w = 125\pm5,5\%$; то при последовательном воздействии (синим и красным) – $\gamma_w = 140\pm3,5\%$. Обратная последовательность (воздействие красным и синим излучением) практически не приводит к эффекту синергизма: $\gamma_w = 128\pm6,5\%$. Отметим, что приведенные данные о синергизме действия излучения синей и красной областей спектра, полученные на эмбрионах рыб, находятся в хорошем соответствии с результатами исследования другими авторами влияния комбинированного лазерного воздействия на митотическую активность клеток в культуре [6], синтез ДНК и РНК [7], а также на заживление трофических язв и ран после оперативных вмешательств [6].

Приведенные результаты свидетельствуют о выраженной зависимости эмбрионального и постэмбрионального развития осетровых рыб от длины волны излучения, использовавшегося для облучения оплодотворенной икры (эмбрионов). Максимальное стимулирующее влияние на выживаемость предличинок на стадии выклева, количество аномалий в развитии их обонятельных органов, и на среднюю массу 50-дневной молоди оказывает излучение инфракрасного диапазона с $\lambda = 808$ нм; действие света синей ($\lambda = 450 \pm 15$ нм) и красной ($\lambda =$ 630±10 нм) областей спектра менее выражено. Отмечается синергизм в действии излучения синей и красной областей спектра, что соответствует литературным данным [6, 7], полученным при воздействии света на другие биологические системы. По нашему мнению [1 – 5], обеспечивающие первичные фотофизические механизмы, влияние излучения на метаболические процессы в организме, обусловлены кооперативными структурными переходами в мембранах и мультиферментных комплексах с жидкокристаллическим характером упорядочения за счет ориентационного действия поляризованного излучения в присутствии слабо поглощающих эндогенных хромофоров. Наличие слабого поглощения значительно усиливает (примерно на два порядка [5]) чувствительность указанных систем к структурным переходам, индуцированным ориентационным действием поляризованного излучения. Ранее полученные данные [1 – 5] и регистрация точек экстремумов в спектре биологического действия подтверждает правомерность сделанного заключения.

Литература

1. Плавский В.Ю., Барулин Н.В. Влияние поляризации и когерентности оптического излучения низкой интенсивности на эмбрионы рыб // ЖПС. – 2008. – Т. 75, № 6. – С. 243 – 259.

2. Plavskii V.Y., Barulin N.V. How the biological activity of low-intensity laser radiation depends on its modulation frequency //J. Opt. Technol. -2008. - Vol. 75, No 9. - P. 546 - 552

3. Плавский В.Ю., Барулин Н.В. Влияние модуляции низкоинтенсивного лазерного излучения на его биологическую активность // Лазерная медицина. – 2009. – Т. 13, № 1. – С. 4 – 9.

4. Плавский В.Ю. Барулин Н.В. Фотофизические процессы, определяющие биологическую активность оптического излучения низкой интенсивности // Биомедицинская радиоэлектроника. – 2009. – №6. – С. 23 – 40.

5. Plavskii V.Yu., Barulin N.V. Fish Embryos as Model for Research of Biological Activity Mechanisms of Low Intensity Laser Radiation // Advances in Laser and Optics Research. Ed: W.T. Arkin. New York: Nova Science Publishers. – 2010. – Vol. 4. – P. 1–48

6. Крюк А.С., Мостовников В.А., Хохлов И.В., Сердюченко Н.С. Терапевтическая эффективность низкоинтенсивного лазерного излучения. Минск, 1986. 328 с.

7. Karu T.I. Photobiological fundamentals of low-power laser therapy // IEEE J. Quantum Electronics. – 1987. – Vol. QE 23, № 10. – P. 1703 –1717

Н.А. Немкович, Ю.В. Крученок, А.Н. Собчук, Г.И. Курило

ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ Не-Ne ЛАЗЕРА НА ПОТЕНЦИАЛ МЕМБРАН ЭРИТРОЦИТОВ ЧЕЛОВЕКА

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости 68, Минск 220072, Беларусь, nemkov@ifanbel.bas-net.by

В связи с широким использованием источников когерентного излучения в биомедицинских целях представляет интерес исследовать влияние нерезонансного когерентного светового излучения на характеристики мембран клеток крови человека. Трансмембранные потенциалы клеток играют важную роль во множестве физиологических процессов, включая управление работой ионных каналов в клеточных мембранах [1]. Для исследования таких процессов используют потенциометрические зонды, которые включают в себя различные типы соединений: цианины, оксонолы, мероцианины и другие. [1, 2, 3].

Одним из самых перспективных классов электродипольных зондов для исследований биологических мембран являются кетоцианиновые красители. Они обладают высоким квантовым выходом флуоресценции и значительной сольватофлуорохромией – сдвигом спектров флуоресценции с 470 до 650 нм в зависимости от полярности окружения [4, 5]. В данной работе использовался представитель кетоцианиновых зондов 2,5-ди[(E)-1-(4диэтиламинофенил)метилиден]-1-циклопентанол (СРЕТ). Из кинетических измерений и стационарных спектров флуоресценции [5] известно, что молекулы СРЕТ находятся в двух разных сайтах связывания с мембраной эртироцита. Коротковолновая полоса (λ_{max} = 510 нм) соответствует флуоресценции мономерных молекул зонда из более глубинных слоев мембраны, а длинноволновая (λ_{max} = 610 нм) – испусканию молекул находящихся вблизи ее поверхности и образовавших молекулярную водородную связь с молекулами воды.

Мембраны эритроцитов из донорской крови выделяли по методу Доджа [6]. Для нагрузки теней эритроцитов калием к суспензии добавляли 2-кратный объем 150 мМ раствора KCl в натрий-фосфатном буфере и инкубировали 30 минут при температуре 37 градусов Цельсия. Для создания трансмембранного потенциала в 2мл среды содержащей 10мМ натрий-фосфатный буфер (pH=7,4) а также разные соотношения NaCl и KCl (общая концентрация 150мМ). Измерения спектров флуоресценции проводили на СФЛ-12А (Солар).

Величина трансмембранного потенциала созданного градиентом ионов калия внутри и снаружи мембраны вычислялась по формуле [1]:

$$V = (RT/F) \ln([K_{in}]/[K_{out}]),$$

где R – универсальная газовая постоянная, T – температура, F – константа Фарадея, [K_{in}], [K_{out}] – концентрация калия внутри и снаружи соответственно.

При изменении величины трансмембранного потенциала обнаружено изменение стационарных спектров флуоресценции СРЕТ. При увеличении величины трансмембранного потенциала в спектре флуоресценции растет вклад коротковолновой полосы (рис. 1).



Рисунок 1 – Нормированные спектры флуоресценции СРЕТ в тенях эритроцитов при наложении трансмембранного потенциала



Рисунок 2 – Зависимость отношения интенсивностей полос флуоресценции в максимумах 510 нм и 610 нм (I₅₁₀/I₆₁₀) от величины трансмембранного потенциала

Зависимость отношения интенсивностей (I_{510}/I_{610}) от величины трансмембранного потенциала приведена на рис. 2. Изменение величины потенциала на 10мВ соответствует изменению отношения максимумов интенсивности $\Delta(I_{510}/I_{610}) = 0,09$. В исследованном случае

имеет место перераспределение молекул СРЕТ под действием трансмембранного потенциала между двумя сайтами связывания СРЕТ в мембране [5], что приводит к изменению вкладов коротко- и длинноволновой полос в спектр флуоресценции СРЕТ.

Для выяснения механизма влияния когерентности излучения на мембраны эритроцитов мы использовали облучение образцов в поле интерферирующих световых пучков. Облучение цельной крови проводили He-Ne лазером (632,8 нм, выходная мощность 30 мBт), излучение которого проходило через бипризму Френеля для получения интерференционной картины на 2 мм-кювете с кровью. Период интерференции составлял 1,6 мкм и 7,2 мкм. Кроме того, несколько экспериментов были проведены с лазерным облучением без интерференционной картины. Интенсивность падающего на кювету излучения составляла 5,6 мBт/см² или 8 мBт/см² а время облучения, соответственно, 10 или 7 минут. Таким образом, поглощенная в образце энергия при разном периоде интерференции была одинаковой и равнялась 16,5 Дж/см³.

Для разделений компонент крови, облученный образец центрифугировался в течении 5 минут на 1500 об/мин. Осажденные эритроциты трижды отмывались изотоническим раствором NaCl, затем выделенные из них мембраны [6] ресуспензировали при 37°C в изотоническом натрий-фосфатном буфере. Для измерений характеристик флуоресценции мембраны суспензировали в 150 мМ растворе NaCl в концентрации 0,1 мг белка/мл, концентрация зонда CPET в образцах составляла 1·10⁻⁶ М.



Рисунок 3 – Спектры флуоресценции СРЕТ в мембранах эритроцитов, полученных из образцов, облученных в интерференционном поле с периодом 7,2 мкм, 1,6 мкм и необлученного образца

Как следует из рис. 3, в спектрах флуоресценции СРЕТ в мембранах эритроцитов, полученных из образцов, облученных в интерференционном поле с периодом 7,2 мкм

наблюдается существенное увеличение вклада интенсивности коротковолновой полосы относительно длинноволновой. Наблюдаемый эффект свидетельствует об увеличении количества мономерных молекул зонда, связавшихся в более глубинных слоях мембраны, из-за произошедших изменений в структуре мембраны под влиянием облучения, что также свидетельствует об изменении потенциала мембран эритроцитов под действием интерференционных лазерных полей.

Также нами было установлено, что при облучении образцов крови лазерным излучением без интерференционной картины в течение 10 и 20 минут приводит к уменьшению вклада коротковолновой полосы испускания зонда СРЕТ в эритроцитах, выделенных из облученной крови.

Установлено, что облучение крови излучением гелий-неонового лазера приводит к структурным изменениям в мембранах эритроцитов. Наибольший эффект оказывает облучение в интерференционном поле с периодом 7,2 мкм, сравнимом с размерами эритроцита. Под действием излучения изменяется проницаемость мембран, происходит выход ионов калия из эритроцитов, что отражается в изменении трансмембранного потенциала.

Литература

1. Добрецов Г.Е. Флуоресцентные зонды в исследовании клеток, мембран и липопротеинов / Г.Е. Добрецов. – М.: Наука, 1989. – 277 с.

2. Lakowicz J.R. Principles of fluorescence spectroscopy, 2nd edition. – New York: Plenum Press, 1999. – 700 p.

3. Haugland R.P. Handbook of fluorescent probes and research chemicals, Sixth edition. – Molecular probes Inc., 1996. – 680 p.

4. Doroshenko A.O., Grigorovich A.V., Posokhov E.A., Pivovarenko V.G., Demchenko A.P. Bis-Azacrown Derivative of Di-Benzylidene-Cyclopentanone as Alkali Earth Ion Chelating Probe: Spectroscopic Properties, Proton Accepting ability and Complex Formation with Mg^{2+} and Ba^{2+} Ions // Mol. Engin. – 1999. – V. 8. – P. 199-215.

5. Nemkovich N.A., Pivovarenko V. G., Sobchuk A. N., Baumann W., Rubinov A. N. Ultrafast time-resolved fluorescence spectroscopy of novel ketocyanine dyes // Opt. Spectr. – 2006. – V.100, №4. - P. 556-562.

6. Dodge J.T., Mitchell C., Hanahan D.J. The preparation and chemical characteristics of hemoglobin-free ghosts of human erythrocytes //Arc. Biochem. Biophys. – 1963. – V. 100. – P. 119-130.

УДК 535.37:577.3

А.Н. Собчук¹, Н.А Немкович¹, А.К. Королик², Ю. Шрайбер³, Г. Саломон⁴, Т. Гесс⁴

ОПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА РАКОВЫХ ОПУХОЛЕЙ В РАЗЛИЧНЫХ ТКАНЯХ ЧЕЛОВЕКА

¹Институт физики им. Б. И. Степанова НАНБ, пр. Независимости 68, Минск 220072, Беларусь, sobchuk@ifanbel.bas-net.by

² Белорусский государственный медицинский университет, Минск, Беларусь
³ Институт Фраунгофера неразрушающего контроля, Дрезден, Германия
⁴ Отделение урологии, клиника университета Гамбурга, Гамбург, Германия

В последнее время большое количество работ посвящено поиску экспрессных методов диагностики онкологических заболеваний. Наиболее перспективным направлением в решении этой задачи в настоящий момент считается использование оптических методов. Известно, что в присутствуют биомолекулы, которые хорошо тканях человека флуоресцируют В ультрафиолетовой, видимой и ближней ИК области длин волн. Эти биомолекулы (такие как триптофан, тирозин, NADH, FAD, липофусцины, коллаген и др.) непосредственно вовлечены в функциональные процессы клеток. Характеристики собственной метаболические и флуоресценции этих флуорофоров зависят от концентрации ионов, их распределения в тканях, свойств микроокружения и других факторов. Возникновение патологического процесса затрагивает гистологические и гистохимические особенности тканей, и поэтому приводит к изменениям в параметрах флуоресценции. Идентификация здоровых и опухолевых тканей может быть проведена также с помощью измерений спектров диффузно рассеянного света и спектров электрического импеданса. В настоящей работе мы использовали совместно эти методы.

Исследования проводились на образцах тканей человека, взятых сразу же после операции. Измерялись стационарные и мгновенные спектры собственной флуоресценции тканей при возбуждении азотным лазером, спектры диффузно отраженного света от излучения ксеноновой лампы и спектры электрического импеданса. После измерений образцы замораживались до температуры -195,8 °C в жидком азоте, и хранились при температуре - 70 °C. С помощью последующего гистопатологического анализа устанавливался диагноз исследованных образцов. Объектами исследования были образцы тканей простаты человека: 157 образцов (здоровая ткань - 89 образцов, рак простаты с оценкой по шкале Глисона >6 - 43 образца, рак простаты с оценкой по шкале Глисона ≤6 - 25 образцов); образцы тканей головного мозга человека: 34 образца (глиобластома - 8 образцов, невринома -5 образцов, менингиома - 7 образцов, аденома гипофиза - 6 образцов, метастазы рака - 6 образцов, здоровая ткань - 5 образцов, рак щитовидной железы человека: 10 образцов (здоровая ткань - 5 образцов).

Алгоритм классификации исследуемых образцов был построен на основе методов многомерного статистического анализа. Факторный анализ использован для представления измеренных спектров в виде нескольких основных компонент, описывающих большинство различий в исходных спектральных данных. Ядром дискриминантного анализа является построение так называемых дискриминантных функций. Целью является определение значений коэффициентов входящих в состав функции , чтобы по значениям дискриминантной функции можно было с максимальной вероятностью провести разделение по группам.

Полученные результаты классификации образцов здоровых тканей простаты и тканей простаты содержащих более 60% раковых клеток приведены в таблице 1, результаты классификации образцов раковых тканей простаты при их оценке по шкале Глисона приведены в таблице 2. Применение статистических методов обработки позволило классифицировать образцы тканей мозга со 100% точностью, образцы тканей простаты с точностью более 90%.

togephandin contro corre	· punceseni naierona			
	Результаты	Результаты классификации с помощью факторного и дискриминантного анализа		
	исследования образцов, кол-во образцов	Здоровая ткань, кол-во образцов (%)	Опухолевая ткань, кол-во образцов (%)	
Здоровая ткань	89	85 (95,5%)	4 (4,5%)	
Опухолевая ткань	19	3 (15,8%)	16 (84,2%)	

Таблица 1. Результаты классификации образцов здоровых тканей простаты и тканей простаты содержащих более 60% раковых клеток.

Таблица 2. Результаты классификации образцов раковых тканей простаты при их оценке по шкале Глисона

	Результаты	Результаты классификации с помощью факторного и дискриминантного анализа		
го исследования образцов, кол-во образцов		Опухолевая ткань, оценка по шкале Глисона >6, кол-во образцов (%)	Опухолевая ткань, оценка по шкале Глисона ≤6, кол-во образцов (%)	
Опухолевая ткань, оценка по шкале Глисона >6	43	40 (93%)	3 (7%)	
Опухолевая ткань, оценка по шкале Глисона ≤6	25	0 (0%)	25 (100%)	



Рисунок 1 – Мгновенные спектры флуоресценции образца здоровой ткани щитовидной железы человека. В правом верхнем углу приведены значения времени регистрации спектров. Момент времени t=0 нс соответствует регистрации спектра в максимуме импульса возбуждения.

Были проведены измерения разрешенных во времени спектров собственной флуоресценции и кинетик затухания на различных длинах волн регистрации образцов при возбуждении их азотным лазером. Установлено что, среднее время жизни флуоресценции в образцах здоровой ткани щитовидной железа значительно меньше, чем в образцах раковой ткани. В мгновенных спектрах здоровой ткани (рисунок 1) наблюдается уменьшения максимума интенсивности полосы флуоресценции расположенной в синей области длин волн с течением времени. В мгновенных спектрах раковой ткани этого явления не наблюдалось.

Результаты проведенных исследований подтвердили, что совместное использование лазерной флуоресцентной спектроскопии, спектроскопии диффузного рассеяния света и измерений электрического импеданса тканей дает возможность диагностики раковых опухолей в различных тканях человека с большой точностью. На основе полученных данных нами разработана схема установки, позволяющей проводить исследования по диагностике рака в различных органах и тканях человека. Функционально прибор состоит из двух блоков – блока возбуждения и регистрации аутофлуоресценции и блока возбуждения и регистрации диффузно

импульсный полупроводниковый светодиод (265 и 340 нм), монохроматор (330 – 800 нм), ФЭУ, модуль время-коррелированного счета фотонов. Первый блок позволяет регистрировать мгновенные спектры и кинетики затухания аутофлуоресценции. Блок возбуждения и регистрации диффузно рассеянного света тканей включает галогенную лампу (350 – 2000 нм), полихроматор, ССD (350 – 1000 нм). Он позволяет регистрировать спектры диффузно рассеянного света тканей. Возбуждение и регистрация аутофлуоресценции и диффузно рассеянного света тканей осуществляется через оптоволокно. К преимуществам данной установки стоит отнести её компактность и мобильность, высокую точность и скорость получения экспериментальных данных, использование безопасных источников света класса I, отсутствие высокого напряжения в электрических схемах, возможность проведения исследований в тканях с большим содержанием кровеносных сосудов, универсальность в выборе типа ткани для проведения исследований. Прибор находится на завершающей стадии изготовления опытного образца.

С помощью разработанного прибора будет получен большой объем уникальной информации о различных оптических характеристиках опухолевых тканей и вероятности их идентификации. Применение таких приборов позволит значительно сократить временные и экономические затраты на патолого-анатомическую диагностику раковых опухолей. Разработанные приборы можно будет также использовать для диагностики и локализации раковых опухолей непосредственно во время хирургических операций, что позволит в определенных случаях отказаться от повторного оперативного вмешательства и увеличит вероятность положительной динамики процесса лечения.

Результаты проведенных исследований подтвердили, что совместное использование лазерной флуоресцентной спектроскопии, спектроскопии диффузного рассеяния света и измерений электрического импеданса тканей дает возможность диагностики раковых опухолей различных тканей человека с большой точностью. На основе полученных данных нами разработана схема установки, позволяющей проводить исследования по диагностике рака в различных органах и тканях человека.

УДК: 615.471.03

С.Н. Савенков¹, Е.А. Оберемок¹, С.А. Мамилов², С.С. Есьман², М.М.Асимов³

ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ДИАГНОСТИКИ НОВООБРАЗОВАНИЙ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ЛОКАЛЬНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ В СТРУКТУРЕ КОЖНОЙ ТКАНИ IN VIVO

¹ Радиофизический факультет Киевского университета им. Тараса Шевченко. ул. Владимирская, 64, Киев, 01033, Украина sns@univ.kiev.ua ²Институт прикладных проблем физики и биофизики НАН Украины, ул. Служебная,3, 03115 г. Киев, Украина mamilov@mail.ru ³Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь m.asimov@dragon.bas-net.by

Спектрально оптические методы исследования биологических объектов получают широкое применение в биологии и медицине. В последнее время сформировались такие новые научные направления, как оптическая биофизика и биомедицинская оптика. Оптические методы обладают высокой чувствительностью, являются информативными и позволяют разработать новые неинвазивные методы ранней диагностики различных патологий в дерматологии.

В данной работе приведены результаты сравнительных исследований оптических характеристик для нормальной кожной ткани и ткани с измененной структурой в результате образования родинки с диаметром ~ 7 мм и шрама с длиной около 1,5 см, шириной 2 мм. Исследования проводились по измерению коэффициентов обратного рассеяния света от ткани и его поляризационным характеристикам. Цель исследований заключалась в изучении влияния изменения состояния кожи на упомянутые оптические характеристики.

Распространение излучения в ткани рассматривалось как поток энергии, без учета эффектов связанных с волновой природой света, а сама биологическая ткань как случайнонеоднородная рассеивающая и поглощающая среда, состоящая их двух компонентов – крови и обескровленной ткани.

Коэффициенты рассеяния живой биологической ткани измерялись по методике описанной в [1,2] на длине волны 900 нм. Для измерений использовались два независимых датчика – работающие в проходящем свете для определения величины сатурации (неподвижно расположенные на пальце) и предназначенные для регистрации рассеянного тканью излучения.

Расстояние между излучателем и приемником в датчике для рассеянного света составляло 4 мм. Измерения начинались с участка нормальной ткани, а затем датчик перемещался вдоль прямой, проходящей через центр родинки (рис. 1).



Рис. 1. Изменение коэффициента рассеяния в родинке.

Следует отметить, что геометрия датчика и родинки в результат измерений вносят промежуточный случай, когда датчик регистрирует излучение рассеянное как родинкой, так и нормальной тканью. Это приводит к тому, что изменения коэффициента рассеяния не резкие.

При исследовании шрама (длина порядка 1,5 см, ширина 2 мм) датчик, регистрирующий рассеянное излучение располагался вдоль шрама. Такая геометрия и наличие у шрама резкой границы привело к тому, что промежуточный случай практически не возникал (рис. 2).



Рис. 2. Изменение коэффициента рассеяния в шраме.

Для определения параметров обескровленной ткани, необходимо получить систему двух независимых уравнений для отношения коэффициентов модуляции рассеянного света. В качестве изменяемого параметра удобнее всего использовать сатурацию артериальной крови кислородом. Метод вариации сатурации был выбран таким образом, чтобы не приводил к изменению объема крови.

Коэффициент рассеяния крови в видимом диапазоне не зависит от длины волны и сатурации и является константой [3] и поглощением других компонент крови, кроме оксигемоглобина (HbO₂) и гемоглобина (Hb), мы можем пренебречь. Поляризационные

измерения проводились при обратном рассеянии излучения He-Ne лазера (λ=0.63мкм) участками нормальной кожи и с измененной пигментацией, и области шрама. Угол падения лазерного пучка составлял 45 град. Экспериментальные измерения проводились с помощью Мюллер - поляриметра (рис.3) и определялись элементы матрицы Мюллера с использованием полу - модуляционной методики [4].



Рис. 3. Схема экспериментальной установки

Приемный канал Мюллер - поляриметра включает в себя собирающий *объектив* и *анализатор поляризации*, который представляет собой динамический Стокс-поляриметр. Стокс-поляриметр состоит из: непрерывно вращающейся с постоянной угловой частотой ω четвертьволновой фазовой пластинки - ФП1, неподвижного поляризатора - (А) (его ориентация задает направление осей системы координат поляриметра) и фотодетектора - ФД; сигнал с фотодетектора оцифровывается и анализируется при помощи компьютера (ПК).

В зондирующем канале Мюллер - поляриметра (рис.3.) находится *генератор поляризации*, который состоит из неподвижного поляризатора (П) и четвертьволновой фазовой пластинки (ФП2), ориентацию быстрой оси α_i которой, можно задавать при помощи шагового двигателя. На выходе такого генератора формировался набор состояний поляризации излучения (при разной ориентации ФП2) достаточный для измерения всех элементов матрицы Мюллера (**M**) [5-7].

В поляриметрической части исследований принималось во внимание, что изменение состояния кожи должно приводить к изменению анизотропии и деполяризации зондирующего излучения и матрицы Мюллера нормального, пигментированного и участков кожи, и участка кожи со шрамом должны отличаться.

Измерения проводились для нормального и пигментированного участков кожи в области запястья. В случае шрама, измерения участка кожи проводились во внешней области первой фаланги большого пальца левой руки. Природа наблюдаемого отличия проанализирована на основании моделей, описанных в работах [8-10]. На основании полученных результатов можно заключить, что для наиболее эффективного детектирования изменений в структуре кожной ткани в режиме *in vivo* представляется целесообразным измерение ее матрицы Мюллера с последующим построением поверхности, которая отображает зависимость деполяризации излучения исследуемым объектом при разных параметрах поляризации исходного (зондирующего) излучения. В частности, подобные зависимости для нормальной кожи, в отличие от ткани с измененной структурой, носят симметричный характер. Последняя особенность может быть предложена для распознавания пораженных участков.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что оптические методы позволяют локализовать области измененной покровной ткани, что может быть использовано для обнаружения и диагностики новообразований.

Приведены результаты численных расчетов и экспериментальных исследований оптических свойств кожной ткани по коэффициентам обратного рассеяния и его поляризационным характеристикам для нормальной и измененной структуры кожной ткани. Полученные результаты показывают, что оптические методы позволяют локализовать области с измененной структурой покровной ткани, и могут быть использованы для обнаружения и диагностики новообразований.

Литература

1. Cui W., Ostrander L.E., Lee B.Y. In vivo reflectance of blood and tissue as a function of light wavelength // IEEE Tran. Biomed. Engin. – 1990. – Vol.37. – P.632-639.

2. Afromowitz M.A., Van Liew G.S., Heimbach D.M. Clinical evaluation of burn injuries using an optical reflectance technique // IEEE Tran. Biomed. Engin. – 1987. – Vol.34, №2. – P.114-127.

3. Е Бакай Е.А., Кравченко В.Й., Мамілов С.О., та ін. Визначення коефіцієнтів розсіювання світла іп vivo методом спектроскопії ближнього інфрачервоного діапазону // УФЖ. - Т.43, №5, – 1998. - с.527-531.

4. V. I. Kravchenko, S. A. Mamilov, et all. Noninvasive optical method for determining the scattering coefficients and the specific volume of the blood in biological tissue in vivo. Journal of Applied Spectroscopy, V. 72, №1, 2005, p. 126-131.

5. Марьенко В.В., Савенков С.Н. Представление произвольных матриц Мюллера в базисе матриц круговой и линейной анизотропии // Оптика и спектроскопия. - 1994 .- Т.76. - № 1 .- С. 102-104.

6. Savenkov S.N. Optimization and structuring of the instrument matrix for polarimetric measurements // Opt. Engineering. -2002. -41. - P. 965-972.

7. Аззам Р.А., Башара Н.М. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981.

8. Тучин В.В. Исследование биоткани методами светорассеяния //УФН. - 1997. Т.167(5). - С. 517 -539.

9. Cloud S.R. Group theory and polarization algebra / / Optik. - 1986. - Vol.75. - № 1. - P. 26-36.

10. Cloud S.R. and Pottier E. Concept of polarization entropy in optical scattering / / Opt. Engineering. - 1995. - Vol. 34. - P.1599-1610.

М.М. Асимов¹, Р.М. Асимов², А.Н. Батян³, М.О. Трусевич³, А.Н. Рубинов¹

ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ХОЛОДНОГО ЛАЗЕРА НА ПРОЦЕСС ТЕПЛОВОЙ ДЕНАТУРАЦИИ ГЕМОГЛОБИНА КРОВИ

¹Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь m.asimov@dragon.bas-net.by ²ООО "Сенсотроника", ул. Кульман, 1-19а, 220013 Минск, Беларусь roustam@appsys.net ³Международный государственный экологический университет им. А.Д. Сахарова, Минск, Беларусь

Гемоглобин является основной субстанцией эритроцита. Этот протеин является тетрамером, состоящий из двух α - протеиновых субединиц и β протеиновых субединиц (в нормальном гемоглобине взрослого человека HbA). Каждые из α и β - субединиц в комплексе содержат кислород связываюий центр, гем - соединение с атомом железа в центре. Именно атом железа связывает молекулу кислорода в легких и высвобождает в тканях организма. Переливание крови прежде всего способствует восстановлению нормального снабжения клеток тканей кислородом. Жестким требованиет к донорской крови при хранении и транспортировки является предотвращение тепловой денатурации гемоглобина. В данной работе приводятся результаты исследований по влиянию излучения холодного лазера на процесс тепловой денатурации 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 или 3%) составляют остаток.

1. Методы выделение и очистка гемоглобина крови

Для выделения HbA из крови или эритроцитов, и его очисти нами использовался метод ионообменной хроматографии модифицированной версии предложенной Perutz в [1]. Кровь для исследования была предоставлена ГУ «РНПЦ Гематологии и Трансфузиологии» от практически здоровых взрослых доноров. Кровь отбирали в пластиковые пробирки по 10 мл с антикоагулянтом. В качестве антикоагулянта использовали гепарин в конечной концентрации 5 ЕД/мл крови. Для получения эритроцитарной пасты кровь центрифугировали при 3000 об/мин в течение 10 мин. Осадок эритроцитов отмывали 3 раза в избыточном объеме 0,9% NaCl и затем в 1,0% NaCl, каждый раз центрифугируя и удаляя супернатант.

Полученнве эритроциты помещали в охлажденную колбу и лизировали клетки добавлением от 1 до 2 объемов 50 мМ Tris буфера, pH 8,6 (содержащего ЭДТА). Смесь выдерживали во льду 30 мин. 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.

Методом ионообменной хроматографии на колонке с DEAE-целлюлозой проводили дальнейшее выделение и очистку гемоглобина. Колонку со смолой уравновешивали 50 мМ Tris буфера, pH 8,6. Элюцию колонки осуществляли обратным линейным градиентом pH Tris буфера (8,5 – 7,0). При разделении первой элюирует минорная форма HbA₂, затем – основная форма гемоглобина человека HbA₁ (рис. 1).



Рис. 1 - Профиль элюции гемоглобинов HbA2 и HbA1

Фракции HbA проверяли на чистоту с помощью электрофореза на агарозных пластинах, и только чистые фракции собирали вместе. Собранные фракции HbA₁ и HbA₂ концентрировали методом ультрафильтрации на мембранах Amicon до конечной концентрации HbA 80-120 мг/мл [2,3,4].

Концентрацию 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 [5].

Процесс хроматографии контролировали с помощью сканирующего УФ-детектора на длине волны 280 нм. Колонку с DEAE-целлюлозой, размером 40 х 5 см промывали со скоростью тока 2,5 мл/мин.

Тепловую денатурацию гемоглобина изучали согласно методике [7]. Для этого образцы необлученного и облученного лазерным излучением (экспозиция 15 мин) гемоглобина в 100 mM фосфатном буфере, pH 7,4 инкубировали при 62° на водяной бане. Затем, образцы извлекались и помещались в ледяную камеру. После центрифугирования поглощение супернатанта определяли при длине волны 523 нм. Процент денатурации белка рассчитывали по формуле[8]:

Денатурация(%) =
$$\frac{A_0 - A_t}{A_0} \times 100$$

где A0 – поглощение раствора до инкубации, At – поглощение раствора после инкубации.

2.Изучение процесса тепловой денатурации молекулы гемоглобина при воздействии лазерного излучения

При изучении воздействия лазерного излучения на процесс тепловой денатурации нами были выявлены достоверные различия показателей по сравнению с контролем при 20 мин – $14,72\pm1,20\%$, при 30 мин – $18,15\pm0,86\%$, при 40 мин – $21,60\pm0,54\%$, при 50 мин – $22,96\pm0,96\%$, при 60 мин – $23,98\pm0,50\%$; в контроле при 20 мин – $23,67\pm0,63\%$ (P<0,001), при 30 мин – $25,80\pm2,45\%$ (P<0,05), при 40 мин – $27,56\pm1,22\%$ (P<0,05), при 50 мин – $30,08\pm1,23\%$ (P<0,001), при 60 мин – $34,08\pm1,65\%$ (P<0,001).



Рис. 2. – Зависимость процента тепловой денатурации оксигемоглобина от времени инкубации при воздействии лазерного излучения

Экспериментально полученнык результаты приведенные на рисунке 2 показывают, что лазерное излучение способствует уменьшению структурно-функциональных изменений молекулы гемоглобина в процессе тепловой денатурации. Этот результат свидетельствует, что излучение холодного лазера приводит к стабилизации белка. Следует ожидать, что

поглощенная эенергия излучения холодного лазера гемом в двух α - протеиновых и β - протеиновых субединиц помимо высвобождения кислорода связяанного атомом железа в результате индуцированной фотодиссоциации безызлучательно распределяется по комплексу оксигемоглобина. Поглощенная энегрия вызвает конформоционные изменения в его структуре, преводя в более устойчивую к тепловой денатурации форме.

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.

Полученные в работе данные по изучению влияния излучения холодного лазера на процесс тепловой денатурации гемоглобина крови дают научное обоснование для разработки лазерно-оптического метода для медицины при заборе донорской крови, его консервации и хранения

Представлены результаты исследований влияния излучения холодного (низкоинтенсивного) лазера на процессы тепловой денатурации гемоглобина крови. Установлено, что лазерное излучение способствует уменьшению структурно-функциональных изменений и стабилизирует молекулы гемоглобина при его тепловой денатурации. Показано, что полученные данные могут быть использованы в медицинской практике для повышения надежности условий консервации и хранения донорской крови.

Литература

1. Perutz, M. F. (1968) Preparation of haemoglobin crystals. J. Crystal Growth 2, 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.

5. Antonini E., Brunovi M. Hemoglobins and Myoglobins in Their Reaction with Ligands.-Elsevier, New York, 1971.

6. T.H. Huang, A.G. Redfield. NMR study of relative oxygen binding to the α and β subunits of human adult hemoglobin// The Journal of biological chemistry. Vol.251, No22 pp.7114-7119, 1976.

7. Subhrojit S., Manoj K., Abhay S. et. Al. Effect of nonenzymatic glycation on functional and structural properties of hemoglobin// Biophysical Chemistry vol.113 (2005) pp. 289-298.

8. M. Puchala, Z. Szweda-Lewandowska, J. Kiefer. The influence of radiation quality on radiationinduced hemolysis and hemoglobin oxidation of human erythrocytes// J.Radiat.Res., Vol.45, №2, P.275-279 (2004).

M.M. Асимов¹, P.M. Асимов², A.H. Рубинов¹

ФОТОНИКА И ЛАЗЕРНО-ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ ПРОЦЕССА ГАЗООБМЕНА В БИОТКАНЯХ

¹Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь m.asimov@dragon.bas-net.by ²ООО "Сенсотроника", ул. Кульман, 1-19а, 220013 Минск, Беларусь roustam@appsys.net

Взаимодействие холодного (низкоинтенсивного, или низкоэнергетичного) лазерного излучения с кожной тканью и особенно влияние света на оксигемоглобин артериальной крови в кожных кровеносных сосудах представляет актуальную проблему современной фотобиологии и фотомедицины.

Использование холодного лазерного излучения в терапии различных заболеваний экстенсивно развивается на протяжении более тридцати лет. Вместе с тем, терапевтический эффект лазерного излучения остается не ясным по настоящее время и не существует общепринятого механизма действия.

В данной работе систематизированы и представлены результаты наших оригинальных исследований по лазерно-индуцированной фотодиссоциации оксигемоглобина in vivo в кожных кровеносных сосудах и капиллярах.

Показано, что фотодиссоциация оксигемоглобина in vivo в кожных кровеносных сосудах и капиллярах позволяет регулировать локальную концентрацию кислорода, а, следовательно, степень насыщения тканей кислородом.

Исследованы и определены условия эффективного воздействия на компоненты крови в зависимости от их спектральных характеристик, параметров лазерного излучения, оптических свойств кожи и глубины их расположения в кожной ткани.

Эти результаты прослужили научной основой в разработке новой лазерно-оптическая технологии по непосредственному регулированию локальной концентрации свободного молекулярного кислорода О₂ в биотканях.

В медицинской практике важное место занимает контроль процесса газообмена между организмом и окружающей средой. Этот процесс происходит в следующей последовательности транспорта кислорода от легких к клеткам тканей.



Кислород играет ключевую роль в метаболизме клеток в биотканях и энергетике живого организма. Поддержание нормального процесса аэробного метаболизма клеток открывает уникальную возможность в повышении эффективности терапии патологий, связанных с тканевой гипоксией.

В настоящее время условно приняты следующие критерии оксигенации кожной ткани, позволяющие оценить влияние концентрации кислорода на эффективность терапевтических методов при лечении ожогов, ран, язв, пролежней и др. патологий в зависимости от уровня его адекватности нормальному метаболизму клеток [1]. При напряженности кислорода в биоткани $TcPO_2 > 40$ мм.рт.ст. – концентрация кислорода адекватна для нормального метаболизма клеток; а если она находится в пределах 20 мм.рт.ст. < $TcPO_2 < 40$ мм.рт.ст. возникает дефицит кислорода – гипоксия, нарушение метаболизма клеток. Если $TcPO_2 < 20$ мм.рт.ст., то возникает глубокая гипоксия, приводящая к некрозу тканей.

В современной медицине актуальную проблему представляют развитие методов повышения локальной концентрации кислорода в биологических тканях до уровня адекватного нормальному метаболизму клеток. При этом метод должен обеспечить поддержания требуемого уровня оксигенации на всем промежутке времени, который необходим завершению процесса ангиогенеза (формирования новых кровеносных сосудов) и полного восстановления естественного снабжения клеток биотканей кислородом.

Предлагаемый подход и новое решение проблемы локальной оксигенации биотканей основан на впервые [2] предложенной нами концепции лазерно-индуцированной фотодиссоциации оксигемоглобина (HbO₂) in vivo.

Сущность нового подхода заключается в дополнительной экстракции O₂ от HbO₂ in vivo в результате его фотодиссоциации в зоне воздействия низкоинтенсивным лазерным излучением.

Известно, что количество кислорода доступного для метаболизма клеток, доставляемого в результате микроциркуляции крови, является функцией:

$\sum O_2(TcPO_2) = f(F(HbO_2)^*[O_2])$

где HbO₂ - значение оксигемоглобина в артериальной крови и [O₂] - концентрация кислорода, высвобожденного в плазму крови. В случае нарушения микроциркуляции крови весьма критичным становиться дополнительное обеспечение кислородом. Этого можно достичь путем

лазерно-индуцированной фотодиссоциации HbO₂ in vivo в зоне, где необходимо повысить локальную концентрацию O₂.

В результате мы получаем общую концентрацию высвобожденного кислорода обычным путем и в результате лазерно-индуцированной фотодиссоциации HbO₂ в артериальной крови:

$$\Sigma \left[\mathbf{O}_2 \right] = \left[\mathbf{O}_2 \right] + \left[\mathbf{O}_2^{\text{hv}} \right]$$

Важной характеристикой оксигенации крови, широко используемой в системах клинического мониторинга, является величина степени насыщения гемоглобина крови (Hb) кислородом (HbO₂) - сатурация артериальной крови кислородом (SaO₂). Определение данного параметра имеет некоторые особенности, связанные с тем, что кровь взрослого человека кроме восстановленного Hb и HbO₂ содержит, по крайней мере, еще два вида гемоглобина, не участвующих в транспорте кислорода: метгемоглобин (MtHbO₂) и карбоксигемоглобин (HbCO). При нормальных условиях значения MtHbO₂ и HbCO малы и величина SaO₂ определяется следующим соотношением.

 $SaO_2 = \{[HbO_2] / ([HbO_2] + [Hb])\} \cdot 100$

Фотодиссоциация HbO₂ при воздействии лазерным излучением приводит к высвобождению кислорода в плазму крови:

$$[HbO_2] + hv \longrightarrow [Hb] + O_{2}$$

и, следовательно, изменению соотношения между концентрациями [HbO₂] и [Hb].

Это эффект проявляется в уменьшении величины SaO₂ под воздействием лазерного излучения:

$$\Delta SaO_2 = SaO_2 - SaO_2^{hv},$$

где, SaO₂ - сатурация без воздействия и SaO₂^{hv} – при облучении лазерным излучением.

Экспериментальные измерения повышения степени оксигенации кожной ткани проводились с использованием кислородного монитора TCM-2 фирмы "Radiometer Ltd." (Дания). Локальное облучение крови в кожных кровеносных сосудах осуществлено излучением Не-Ne лазера с длиной волной 632.8 нм при мощности воздействия ~ 225 Bt/м².

На рис.1 представлены результаты исследования кинетики оксигенации тканей при воздействии лазерным излучением в условиях нормальной микроциркуляции крови и при наведенной ишемии.



Рис.1. Зависимость оксигенации кожи в зоне лазерного облучения от времени облучения:1 - без ишемии, 2 - в условиях наведенной ишемии.

Полученные данные показывают рост степени оксигенации ткани для в 1,6 раза по сравнению с исходным уровнем при отсутствии облучения. В случае ишемии также имеется рост оксигенация при воздействии лазерным излучением.

Эффективность лазерно-оптического метода оксигенации биотканей сравнима с методом ГБО [3], но имеет преимущество в локальности воздействия.

Разработанный оптический метод позволяет регулировать оксигенации биотканей непосредственно в зоне воздействия лазерным излучением и поддерживать ее на уровне необходимом для нормального метаболизма клеток. Следовательно, для того чтобы сделать лазерную терапию действительно эффективным необходимо контролировать концентрацию кислорода в биоткани, поддерживая ее на необходимом уровне.

В работе представлены результаты оригинальных исследований по влиянию лазерного излучения на процессы газообмена в биотканях. Показано, что фотодиссоциация оксигемоглобина в кожных кровеносных сосудах и капиллярах позволяет регулировать уровень кислорода в ткани непосредственно в зоне воздействия. Разработан оригинальный оптический метод устранения локальной гипоксии, основанный на лазерно-индуцированной фотодиссоциации оксигемоглобина in vivo.

Литература

1. Whitney J.D. Physiologic Effects of Tissue Oxygenation on Wound Healing //Heart and Lung. - 1989. - Vol.18. - P.466-474.

2. 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. / Под ред. Афанасьева А.А. Минск: ИФ НАНБ, - 1997. - Т.1. - С.169-172.

3. Ефуни С.Н. Руководство по гипербарической оксигенации. Москва: "Медицина", 1986. - 350 с.

УДК 618.146-006.615.831(476) Р.В.Гришанович¹, П.С.Русакевич¹, В.Ю.Плавский²

ВОСПАЛЕНИЕ КАК ОСНОВНОЙ ФАКТОР ОСЛОЖНЕННОГО ТЕЧЕНИЯ ЦЕРВИКАЛЬНОЙ ЭКТОПИИ, И ВОЗМОЖНОСТИ ФОТОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕРАПИИ С МЕСТНЫМИ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРАМИ ДЛЯ ЕГО УСТРАНЕНИЯ

¹Белорусская медицинская академия последипломного образования улица П.Бровки ,3 корп. 3,220113 Минск, Беларусь reginagr@mail.ru ²Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь plavskii@dragon.bas-net.by

По данным Е.Б. Рудаковой (2002) эктопия шейки матки встречается у 38,8% женщин репродуктивного возраста. При наличии у пациенток различных гинекологических заболеваний частота ее повышается до 49,2%, а у нерожавших женщин до 25 лет – до 52–90% [1]. Проблема не ограничивается только патологическим очагом на шейке матки. Репродуктивное здоровье пациенток с заболеваниями шейки матки характеризуется тем, что у них достоверно выше риск нарушений репродуктивной функций [2], восходящего инфицирования верхнего отдела генитального тракта [3, 4], частота бесплодия, невынашивания, внутриутробного инфицирования плода, преждевременных родов, осложнений родов и послеродового периода [5].

Цервикальная эктопия с плоскоклеточной метаплазией рассматривается ведущими патоморфологами Н.И. Кондриковым (2008) как физиологический процесс. Вместе с тем, эктопический процесс с метаплазией протекает весьма длительно и в большинстве случаев приобретает осложненный характер, поскольку цилиндрический и незрелый метапластический эпителий является максимально чувствительным к воздействию различных эндо- и экзогенных факторов в нормальной зоне трансформации могут возникать воспалительные изменения и нарушения клеточной дифференцировки с наличием цитологических, кольпоскопических и гистологических признаков атипии [6 – 8].

По данным Е.Б. Рудаковой (2004) осложненные формы цервикальной эктопии встречаются в 4,5 раза чаще, чем неосложненные. Осложненная цервикальная эктопия подлежит обязательному лечению с целью профилактики извращенной метаплазии с ее последствиями, восходящих воспалительных процессов, нарушений репродуктивной функции и прекурсоров и рака шейки матки.

Цель настоящей работы – оптимизация клинического течения цервикальной эктопии с метаплазией и профилактика осложненного их течения путем разработки и оценки эффективности новых вариантов фотохимического воздействия на цервикс.

171

Материалы и методы. Обследовано 80 женщин (основная группа) с указанными гистофизиологическими и гистопатологическими состояниями органа, которым проводились сеансы фотодинамической терапии (ФДТ) с местным применением фотосенсибилизаторов (хлорофиллипт, метиленовый синий). Контрольную группу составили 20 женщин с идентичными изменениями цервикса, которым осуществлялась только низкоинтенсивное лазерное воздействие. Накануне воздействия, с помощью методов рутинного онкологического обследования (видеокольпоскопия, онкоцитология, гистологическое исследование забранных радиоволновым методом цервикобиоптатов, качественное тестирование ДНК высокоонкогенных серотипов вируса папилломы человека и вируса простого герпеса) всем пациенткам был установлен окончательный гистологический диагноз наличия цервикальной эктопии и метаплазии. Далее решался вопрос необходимости проведения терапии с выбором характера воздействий. Одновременно производилась оценка типа микробного пейзажа с помощью качественного и количественного тестирования, состоящего из микроскопического (бактериоскопического) исследования мазков с применением специальных красителей (по Граму) и культурального исследования (посева) с выделением возбудителя на питательной среде. Для оценки функции яичников и щитовидной железы выполнялось исследование уровня гормонов крови в фолликулярную (3-7-й) и лютеиновую (19-21 день цикла) фазы, а также ультразвуковое исследование органов малого таза с цветным доплеровским картированием.

Критериями исключения для проведения ФДТ с местными фотосенсибилизаторами служило: 1) наличие активного воспалительного процесса цервикса, включая хламидийную и герпетическую инфекцию с репликацией вирусов, требующих специфической антибактериальной/антивирусной терапии; 2) использование гормональных контарцептивов.

С целью лечебного воздействия на шейку матки аппаратом «Родник–1» проводилась в течение 5 дней в первую фазу менструального цикла фотодинамическая терапия (лазерное излучением красной области спектра с длиной волны $0,67\pm0,02$ мкм, плотность мощности 150-300 мВт/см²) с местной аппликацией в качестве фотосенсибилизатора неразведенного спиртового раствора хлорофиллипта (первая подгруппа – n = 40) и 1% раствора метиленового синего в 5% бикарбонате натрия (вторая подгруппа – n = 40). Сравниваемые подгруппы женщин были репрезентативны по возрасту (средний возраст $24\pm3,6$ лет), частоте предъявляемых жалоб на патологические выделения и находках в методах диагностики.

Результаты и их обсуждение. До лечения патологические выделения из гениталий беспокоили 75% обследованных. 50 пациенткам было выполнено комплексное микробиологическое исследование. Для оценки состояния микрофлоры влагалища использовали классификацию характеристики биоценоза влагалища (Е.Ф. Кира, 1995). Картина

нормоценоза в обследуемой группе не наблюдалась. Промежуточный тип биоценоза выявлен у 9 (28,0±6,3%) обследованных. Состояние дисбиоза влагалища диагностировано у 12 (24,0±6,0%), вагинит - у 29 (58,0±7,0%) женщин.

Микрофлора нижних отделов полового тракта у женщин с цервикальной эктопией представлена различными видами микроорганизмов и носила смешанный характер (табл.1). Прослеживается тенденция к уменьшению анаэробных лактобацилл (Lactobacillius species выявлялась в небольших титрах (менее 10⁴ КОЕ/мл) лишь у 10 (20,0±5,7%) обследуемых) и - увеличению факультативно-анаэробных и аэробных микроорганизмов. Наиболее частыми микробными агентами в обследуемой группе явилась Ureaplasma urealiticum, в низком титре (менее 10⁴ КОЕ/мл) – у 47 (94,0±3,4%) и грамотрицательные кокки – у 40 (80,0±5,7%) пациенток.

Таблица 1. Характер микробной флоры (культуральное исследование) при цервикальной эктопии и метаплазии перед фотодинамической терапией с местным применением фотосенсибилизаторов

Групповая принадлежность	Вид микроорганизмов	Частота абс. (М±т%)
	Streptococcus species	23 (46,0±7,0)
Грамотрицательные кокки	Staphylococcus coagulase	5 (10,0±4,2)
т рамотрицательные кокки	Staphylococcus epidermidis	4 (8,0±3,8)
	Enterococcus species	8 (16,0±5,2)
Грамположительные кокки	Peptostreptococcus species	12 (14,0±4,9)
	Esherichia coli	4 (8,0±3,8)
Грамотрицательные палочки	Bacteroides species	6 (12,0±4,6)
	Gardnerella vaginalis	4 (8,0±3,8)
Грибы	Candida	7 (14,0±4,9)
Семейство Mycoplasmataceae	Ureaplasma urealiticum	47 (94,0±3,4)

Инфицирование высокоонкогенными штаммами ВПЧ были выявлено у 27 (33,8±5,3%), ВПГ – у 19 (23,8±4,8%) пациенток. Кольпоскопически эктопия цилиндрического эпителия выявлялась у 5 (6,3±2,7%), эктопия в сочетании с доброкачественной зоной трансформации у 11 (13,8±3,9%) женщин. Атипичная кольпокартина в виде ацетобелого эпителия встречалась в 41 (51,3±5,6%), мозаики – в 3 (3,8±2,1%), пунктации – в 2 (2,5±1,8%) случаев. Смешанные кольпоскопические данные: кератоз был выявлен у 18 (22,5±4,7%), истинные эрозии – у 11 (13,8±3,9%), воспаление – у 64 (80,0±4,5%) женщин. Цитологическая норма определялась в 73 (91,3±3,2%), воспалительный тип мазка – в 7 (8,8±3,2%) случаев. Гистологические находки: эктопия – 6 (7,5±2,9%), эктопия с метаплазией – 74 (92,5±2,9%), воспалительные изменения – 56 (70,0±5,1%), из них острый цервицит – 5 (6,3±2,7%), хронический цервицит – 51

(63,8±5,4%), кератоз – 12 (15,0±4,0%), поражение ВПГ – 13 (16,3±4,1%), субклиническое ВПЧ– поражение – 11 (13,8±3,9%). Цервикальная интраэпителиальная дисплазия 1-2 степени выявлена в 6 (7,5±2,9%), из них СІN 1 – 4 (5,0±2,4%), СІN 2 – 2 (2,5±1,8%) случаев.

При динамическом наблюдении процессов метаплазии в течении 3 месяцев в сравниваемых подгруппах и основной группе в целом констатирована полная эпителизация эктопии в $10,0\pm4.7\%$, $12,5\pm5,2\%$, $11,3\pm3,5\%$ случаев, уменьшение площади эктопии с одновременным увеличением доброкачественной зоны трансформации без кист – у $67,5\pm7,4\%$, $60,0\pm7,8\%$, $63,8\pm5,4\%$, с ретенционными кистами – у $5,0\pm3,5\%$, $7,5\pm4,2\%$, $6,3\pm2,7\%$ и железами ороговения – у $22,5\pm6,6\%$, $20,0\pm6,3\%$, $21,3\pm4,6\%$ пациенток. Нормализация процессов метаплазии сопровождалась устранением визуальных, кольпоскопических и лабораторных эквивалентов воспалительных изменений цервикса соответственно у $87,5\pm5,2\%$, $90,0\pm4,7\%$, $88,8\pm3,5\%$ больных. Наряду с этим анализ жалоб на патологические выделения из половых путей показал их снижение с $77,6\pm6,6\%$, $72,5\pm7,1\%$, $75,0\pm4,8\%$ до лечения до $7,5\pm4,2\%$, $10,0\pm4,7\%$, $8,8\pm3,2\%$ после.

Цервикальная эктопия сопровождается нарушением микробиоценоза нижнего отдела гениталий (100%), бактериоскопическим (58%), кольпоскопическим (80%) и гистологическим (70%) воспалением; в 80% случаев носит гистопатологический характер Фотодинамическая терапия с местным использованием фотосенсибилизаторов (хлорофиллипта и метиленового синего) спустя 3 месяца после применения имеет одинаковую клиническую значимость для уменьшения размеров эктопии, ускорения и нормализации в ней процесса метаплазии (90% и 87,5%), вероятно за счет выраженного (88,8%) противовоспалительного эффекта. В контрольной группе указанные параметры составили соответственно 70,5% и 71,4%.

Литература

1. Патология шейки матки и генитальные инфекции / Под ред. В.Н. Прилепской. – М.: МЕДпресс-информ, 2008. – 384 с

2. Заболевания шейки матки, влагалища и вульвы (Клин. лекции) / Под ред. Проф. В.Н.Прилепской. 3-е изд. - М.: МЕДпресс, 2003. – 432 с.

3. Гриненко, Г.В. Факторы риска инфекционных заболеваний нижнего отдела генитального тракта женщин: автореф. дис. ...канд.мед.наук./Г.В. Гриненко. -СПб, 2003. - 24 с.

4. Исаев, А.К. Современные аспекты этиопатогенеза, диагностики и тактики ведения больных с острыми воспалительными заболеваниями придатков матки/ А.К Исаев// Журн. Росс. ассоц. акуш.-гинек. – 2002. – №3. – С. 12–14.

5. Возможности оптимизации лечения патологии шейки матки /CB. Вишнякова и др.// Гин. – 2003. – Т.5, № 3– С.115–117.

6. Актуальные вопросы гинекологии/ Под ред. Е.В. Коханевич. – Киев: ООО «Книга-плюс», 2007. – 421 с.

7. Клиническая гинекология. Избранные лекции: Матер. конгресса «Практическая гинекология: от новых возможностей к новой стратегии» / под ред. В.Н. Прилепской. – М.: МЕДпресс-информ, 2007. – 480 с.

8. Sagot P., Lopes P., Mensier A. Carbon dioxide laser treatment of cervical dysplasia in teenagers. // Obst. Gynec. Reprod. Biol. – 1998. – Vol. 46. – № 2 – 3. – P. 143–146.

УДК 618.146-006.615.831(476) Р.В.Гришанович¹, П.С.Русакевич¹, В.Ю.Плавский²

ЛАЗЕРНАЯ ФОТОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕРАПИЯ РАЗЛИЧНЫХ ФОРМ ЦЕРВИКАЛЬНОЙ ЭКТОПИИ

¹Белорусская медицинская академия последипломного образования улица П.Бровки ,3 корп. 3,220113 Минск, Беларусь reginagr@mail.ru ²Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь plavskii@dragon.bas-net.by

В структуре поражений шейки матки у женщин Республики Беларусь на долю доброкачественных изменений (заболеваний) органа приходится 88,8%, а предраковых процессов – 11,2% случаев, которые наряду с заболеваниями влагалища занимают первое место в структуре гинекологической заболеваемости [1]. В 85-90% случаев предраковые изменения шейки матки (цервикальные интраэпителиальные дисплазии) развиваются на фоне длительно существующих эктопий [2, 3]. По данным К.П. Ганиной и соавт. (1984), риск развития рака шейки матки у женщин с эктопией составляет 3,6 - 9%. Изучая особенности рака шейки матки у молодых, Е.М. Киселева (1986) выявила, что у 62% пациенток заболеванию предшествовала эктопия шейки матки.

Проблема не ограничивается только патологическим очагом на шейке матки. Репродуктивное здоровье пациенток с заболеваниями шейки матки характеризуется тем, что у них достоверно выше риск нарушений репродуктивной функций [4], восходящего инфицирования верхнего отдела генитального тракта [5, 6], частота бесплодия, невынашивания, внутриутробного инфицирования плода, преждевременных родов, осложнений родов и послеродового периода [7].

По данным Е.Б. Рудаковой (2004) осложненные формы цервикальной эктопии встречаются в 4,5 раза чаще, чем неосложненные. Эпителий эктопии и участки зоны трансформации цервикса в кислой среде влагалища рано или поздно подвергаются воспалительной реакции и являются местом длительной персистенции разнообразных абсолютных или относительных патогенов, что может способствовать развитию в них воспалительных изменений и нарушения клеточной дифференцировки с наличием цитологических, кольпоскопических и гистологических признаков атипии. Особенно чувствителен при этом незрелый эпителий зоны трансформации у молодых женщин в первые годы после начала половой жизни. [8 – 10].

В.Н. Прилепская и соавт. (2002) выделяют 18 внутренних и внешних достоверно значимых факторов риска развития цервикальной патологии, 16 из которых, объединены по

175

этиологическому принципу в 5 групп. При этом отдельно были выделены наследственность, механическое и химическое воздействие на шейку матки, изменения гормонального гомеостаза, инфекция, изменения общего состояния организма, с возможным нарушением иммунного гомеостаза. Все вышеперечисленное, по мнению авторов, способствует возникновению механизма, поддерживающего дифференцировку резервных клеток в цилиндрический эпителий.

Изменениям гормонального и иммунного гомеостаза, инфекции придается ведущее место [8, 5]. Известно, что нормальный биоценоз влагалища с факторами местного иммунитета являются первой линией противоинфекционной защиты [7].

Цель настоящей работы – оптимизация клинического течения цервикальной эктопии с метаплазией и профилактика осложненного их течения путем разработки и оценки эффективности новых вариантов фотохимического воздействия на цервикс.

Материалы и методы. Обследовано 80 женщин (основная группа) с указанными гистофизиологическими и гистопатологическими состояниями органа, которым проводились сеансы фотодинамической терапии (ФДТ) с местным применением фотосенсибилизаторов (хлорофиллипт, метиленовый синий). Контрольную группу составили 20 женщин с идентичными изменениями цервикса, которым осуществлялась только низкоинтенсивное лазерное воздействие. Накануне воздействия, с помощью методов рутинного онкологического обследования (видеокольпоскопия, онкоцитология, гистологическое исследование забранных цервикобиоптатов, тестирование ДНК радиоволновым методом качественное высокоонкогенных серотипов вируса папилломы человека и вируса простого герпеса) всем пациенткам был установлен окончательный гистологический диагноз наличия цервикальной эктопии и метаплазии. Далее решался вопрос необходимости проведения терапии с выбором характера воздействий. Одновременно производилась оценка типа микробного пейзажа с помощью качественного и количественного тестирования, состоящего из микроскопического (бактериоскопического) исследования мазков с применением специальных красителей (по Граму) и культурального исследования (посева) с выделением возбудителя на питательной среде. Для оценки функции яичников и щитовидной железы выполнялось исследование уровня гормонов крови в фолликулярную (3-7-й) и лютеиновую (19-21 день цикла) фазы, а также ультразвуковое исследование органов малого таза с цветным доплеровским картированием.

Критериями исключения для проведения ФДТ с местными фотосенсибилизаторами служило: 1) наличие активного воспалительного процесса цервикса, включая хламидийную и герпетическую инфекцию с репликацией вирусов, требующих специфической антибактериальной/антивирусной терапии; 2) использование гормональных контарцептивов.

176

С целью лечебного воздействия на шейку матки аппаратом «Родник-1» (разработка Института физики НАН Беларуси) проводилась в течение 5 дней в первую фазу менструального цикла фотодинамическая терапия (лазерное излучением красной области спектра с длиной волны $0,67\pm0,02$ мкм, плотность мощности 150-300 мВт/см²) с местной аппликацией в качестве фотосенсибилизатора неразведенного спиртового раствора хлорофиллипта (первая подгруппа – n = 40) и 1% раствора метиленового синего в 5% бикарбонате натрия (вторая подгруппа – n = 40). Сравниваемые подгруппы женщин были репрезентативны по возрасту (средний возраст $24\pm3,6$ лет), частоте предъявляемых жалоб на патологические выделения и находках в методах диагностики.

Результаты и их обсуждение. До лечения патологические выделения из гениталий беспокоили 75% обследованных. Инфицирование высокоонкогенными штаммами ВПЧ были выявлено у 27 (33,8±5,3%), ВПГ – у 19 (23,8±4,8%) пациенток. Кольпоскопически эктопия цилиндрического эпителия выявлялась у 5 (6,3±2,7%), эктопия в сочетании с доброкачественной зоной трансформации у 11 (13,8±3,9%) женщин. Атипичная кольпокартина в виде ацетобелого эпителия встречалась в 41 (51,3±5,6%), мозаики – в 3 (3,8±2,1%), пунктации - в 2 (2,5±1,8%) случаев. Смешанные кольпоскопические данные: кератоз был выявлен у 18 (22,5±4,7%), истинные эрозии – у 11 (13,8±3,9%), воспаление – у 64 (80,0±4,5%) женщин. Цитологическая норма определялась в 73 (91,3±3,2%), воспалительный тип мазка – в 7 (8,8±3,2%) случаев. Гистологические находки: эктопия – 6 (7,5±2,9%), эктопия с метаплазией – 74 (92,5±2,9%), воспалительные изменения - 56 (70,0±5,1%), из них острый цервицит - 5 $(6,3\pm2,7\%)$, хронический цервицит – 51 (63,8±5,4%), кератоз – 12 (15,0±4,0%), поражение ВПГ – 13 (16,3±4,1%), субклиническое ВПЧ-поражение – 11 (13,8±3,9%). Цервикальная интраэпителиальная дисплазия 1-2 степени выявлена в 6 (7,5±2,9%), из них CIN 1 – 4 (5,0±2,4%), CIN 2 - 2 (2,5±1,8%) случаев. При анализе результатов динамического гормонального исследования крови пациенток были выявлены: транзиторная гиперпролактинемия – у 11 (13,8±3,9%), гипотиреоз субклинический - у 2 (2,5±1,7%), недостаточность лютеиновой фазы – у 29 (36,3±5,4%), гиперандрогения смешанного генеза – у 6 (7,5±2,9%) женщин. В группе с недостаточность лютеиновой фазы, сочетание ее с относительной гиперэстрогенией имело место у 16 (20,0±4,5%), с абсолютной гиперэстрогенией у 5 (6,23±2,7%), с гипоэстрогенией у 8 (10,0±3,4%) обследованных. При этом нарушения функции репродуктивной системы выявлены у 26,3±4,9% обследованных (бесплодие 9 (11,3±3,5%), неразвивающаяся беременность 4 (5,0±2,4%), внематочная беременность 2 $(2,5\pm1,7\%)$, самопроизвольное прерывание – 6 $(7,5\pm2,9\%)$).

Спустя 3 месяца после указанного курса фотохимического воздействия, выполнен комплексный мониторинг для оценки результатов терапии в сравниваемых подгруппах и

основной группе в целом. Констатировано сохранение патологических выделений из гениталий в 7,5±4,2%, 10,0±4,7%, 8,8±3,2%, с устранением визуальных и кольпоскопических проявлений воспалительных изменений цервикса соответственно в 87,5±5,2%, 90,0±4,7%, 88,8±3,5% и полной эпителизацей эктопии в 10,0±4.7%, 12,5±5,2%, 11,3±3,5% случаев. Параллельно наблюдалось уменьшение площади эктопии с одновременным увеличением доброкачественной зоны трансформации без кист у 67,5±7,4%, 60,0±7,8%, 63,8±5,4%, с ретенционными кистами – у 5,0±3,5%, 7,5±4,2%, 6,3±2,7% и железами ороговения – у 22,5±6,6%, 20,0±6,3%, 21,3±4,6% пациенток. Случайными находками (побочный продукт) было наступление беременности при неуточненном характере бесплодия у 5,0±3,5%, 2,5±2,5 7%, 3,7±2,1% женщин.

Цервикальная эктопия в 80% носит гистопатологический характер, сопровождается бактериоскопическим (58%), кольпоскопическим (80%) и гистологическим (70%) воспалением, протекает на фоне высокой частоты (60%) гормональных изменений, с нарушениями функции репродуктивно-значимых органов (26,3%). Фотодинамическая терапия с местным использованием фотосенсибилизаторов хлорофиллипта и метиленового синего спустя 3 месяца после применения имеет одинаковую клиническую значимость для уменьшения размеров эктопии, ускорения и нормализации в ней процесса метаплазии (90% и 87,5%), вероятно за счет выраженного (88,8%) противовоспалительного эффекта. В контрольной группе указанные параметры составили соответственно 70,5% и 71,4%.

Литература

1. Русакевич, П.С. Системный патогенетический подход к диагностике и лечению доброкачественных (фоновых) и предраковых заболеваний шейки матки/ П.С.Русакевич.-Минск: Полифакт, 2005. – 268 с.

2. Клинико-морфологические параллели при доброкачественных заболеваниях шейки матки /Л.А.Каунов [и др.]// Пробл. репр. – 2000. – №6. – С. 18-21

3. Хмельницкий, О.К. Цитологическая и гистологическая диагностика заболеваний шейки матки и тела матки/ О.К.Хмельницкий. – СПб.: Сотис, 2000. – 478 с.

4. Заболевания шейки матки, влагалища и вульвы (Клин. Лекции) / Под ред. Проф. В.Н.Прилепской. 3-е изд. – М.: МЕДпресс, 2003. – 432 с.

5. Гриненко, Г.В. Факторы риска инфекционных заболеваний нижнего отдела генитального тракта женщин: автореф. дис. ...канд. мед. наук/Г.В. Гриненко. – СПб, 2003. – 24 с.

6. Исаев, А.К. Современные аспекты этиопатогенеза, диагностики и тактики ведения больных с острыми воспалительными заболеваниями придатков матки/ А.К Исаев// Журн. Росс. ассоц. акуш.-гинек. – 2002. – №3. – С. 12–14.

7. Возможности оптимизации лечения патологии шейки матки /CB. Вишнякова и др.// Гин.- 2003. – Т.5, № 3 – С.115–117.

8. Актуальные вопросы гинекологии/ Под ред. Е.В. Коханевич. – Киев: ООО «Книга-плюс», 2007. – 421 с.

9. Клиническая гинекология. Избранные лекции: Матер. конгресса «Практическая гинекология: от новых возможностей к новой стратегии» / под ред. В.Н. Прилепской. - М.: МЕДпресс-информ, 2007. – 480 с.

10.Sagot P., Lopes P., Mensier A. Carbon dioxide laser treatment of cervical dysplasia in teenagers. // Obst. Gynec. Reprod. Biol. – 1998. – Vol. 46. – \mathbb{N}_{2} 2 – 3. – P. 143 – 146.

УДК 616.314.17-008.1

А.Ю. Курочкина¹, Н.А. Юдина¹, О.В. Тонко¹, Т.В. Руденкова¹, В.Ю. Плавский²

ДИНАМИКА ПОКАЗАТЕЛЕЙ ИНТОКСИКАЦИИ ОРГАНИЗМА У ПАЦИЕНТОВ С ПАТОЛОГИЕЙ ПЕРИОДОНТА ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ФОТОРЕГУЛЯТОРНОЙ И ФОТОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕРАПИИ

¹Белорусская медицинская академия последипломного образования ул.П.Бровки, 3a, 220072, Минск, Беларусь sashka_k@tut.by ²Институт физики имени Б.И.Степанова НАН Беларуси, Проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь plavskii@dragon.bas-net.by

Актуальность и практическая значимость проблемы болезней периодонта определяется распространенностью данной патологии и высоким риском возникновения общих осложнений одонтогенной природы при проведении инвазивных лечебных мероприятий. Рядом исследований подтверждена возможность высокоэффективной профилактики с использованием консервативных антимикробных методов.

Возможности антибиотикотерапии в ротовой полости ограничены ввиду наблюдаемой тенденции утраты чувствительности микрофлоры к антибиотикам и из-за побочных действий антибиотиков на организм.

В этой связи приобретает значение изучение и разработка новых методов лечения болезней периодонта, нормализующих биоценоз слизистой оболочки ротовой полости. Новым перспективным направлением научных исследований является использование фототерапевтических методов лечения.

Цель работы: оценить уровень интоксикации организма у пациентов с патологией периодонта до фототерапии и через 7 дней после ее проведения.

Материалы и методы: в клинико-лабораторном исследовании эффективности различных методов фототерапии как средства профилактики общих осложнений приняло участие 19 пациентов, которые были разделены на 4 группы по 5 человек. Средний возраст пациентов, принявших участие в обследовании 48,0 лет (SD=10,13).

В контрольной группе пациентов проводилась однократная обработка ротовой полости 0,05% раствором хлоргексидина биглюконата. У 1-й группы пациентов проводилась однократная обработка ротовой полости поляризованным синим светом светодиодного источника (фототерапевтический аппарат «Сенс», разработка Института физики НАН Беларуси). Длина волны излучения $\lambda = 450\pm15$ нм; режим воздействия модулированный, частота модуляции F = 50 Гц; средняя мощность излучения P = 10-12 мВт, длительность воздействия t = 5 минут. Во 2-й группе – однократная обработка ротовой полости лазерным излучением красной области спектра $\lambda = 670$ нм; F = 50 Гц, P = 10 мВт, t = 5 минут. В

последней группе – проводилась однократная обработка ротовой полости по схеме сочетанной АФДТ (4 человека), когда на десну на 5 минут наносилась настойка эвкалипта с последующим 5-минутным облучением синим светом, а затем в периодонтальные карманы вводился раствор хлорофиллипта на 5 минут с обработкой красным светом.

Влияние одного из методов фототерапии на показатели системной интоксикации оценивали по следующим параметрам: (а) по уровню средних молекул (УСМ), который определяли скрининговым методом, представляющим собой модификацию известного метода (A. Babbetal, 1971); (б) по проницаемости эритроцитарных мембран (ПЭМ), которую методом В.Н.Колмакова, В.Г.Радченко; *(в)* по ПЦР определяли диагностике периодонтопатогенов; (г) по результатам бактериологических исследований патогенной микрофлоры периодонтальных карманов и количественной оценке лактобактерий в смывах ротовой полости; (d) по уровню ФНО-а (набор реагентов А-8756 «альфа-ФНО-ИФА-БЕСТ») и уровню интерлейкина -1 β (набор реагентов A-8766 «Интерлейкин -1бета-ИФА-БЕСТ»). Эти исследования проводили до фототерапевтичского воздействия и 7 дней спустя.

Статистическая обработка данных проведена на персональной ЭВМ с использованием пакета прикладных программ STATISTICA 6.0 (StatSotf inc.), лицензия №10996172, Microsoft EXCEL (Microsoft inc.).

Результаты ПЦР диагностики. Различия до и после применения фототерапии недостоверны. При однократном применении синего света снижается частота встречаемости *Tanerella forshytia* (выделена у 60,0±7,6% пациентов до лечения и у 20,0±4,5% пациентов после лечения) и *Prevotella intermedia* (40,0±6,3 – до лечения, 20,0±4,5 – после лечения) уже через 7 дней. При однократном применении красного лазера и сочетанной антимикробной фотодинамической терапии (АФДТ) отмечается тенденция к снижению частоты встречаемости всех микроорганизмов. Результаты ПЦР диагностики в группе пациентов, которым проводили полоскания раствором хлоргексидина, не учитывались в связи с низкой информативностью этого метода через неделю после применения антисептиков.

Бактериологическое исследование. В общей выборке пациентов количество лактобактерий достоверно больше после проведения антимикробной терапии, чем до лечения (p = 0,03 по Вилкоксону). Это свидетельствует о низком риске развития дисбиоза при использовании фототерапии. При анализе достоверности различий по группам статистически значимых различий не найдено. В группах, где использовались раствор хлоргексидина, излучение синей области спектра и АФДТ, отмечается тенденция к росту лактобактерий, и только в группе, где применялся красный лазер, количество лактобактерий после его применения снижено.
Исчезновение у отдельных пациентов лептотрихий и бактероидов после проведения сочетанной АФДТ свидетельствует о положительной динамике микробного фона. Причем однократное применение этой процедуры не оказывает негативного влияния на сапрофитную микрофлору ротовой полости.

В группах сравнения различия в УСМ до и после фототерапии статистически незначимы, однако в группе, где использовалось излучение синей области спектра, уровень средних молекул остается на исходном уровне (0,26 (0,01)у.е. до лечения, 0,26 (0,04) у.е. после лечения), после использования красного лазера и хлоргексидина наблюдается тенденция к росту интоксикации, и только при использовании АФДТ уровень средних молекул снижается (0,28 [0,26/0,28]у.е. до лечения, 0,22 (0,03) у.е. после лечения).

Уровень ФНО-α после проведения фоторегуляционной терапии с использованием и красного и синего источников света, а также после полосканий хлоргексидином вырастает. Наиболее значительный рост отмечен при использовании синего света (3,11[2,83/4,53] до лечения, 33,91 (54,82) после лечения). Применение сочетанной АФДТ привело к незначительному снижению содержания ФНО-а в десневой жидкости (45,47 (37,56) до лечения, 39,93 (21,20) после лечения). Возможно это связано с тем, что в группе, где использовалась сочетанная АФДТ, уровень этого цитокина намного выше до лечения, чем в остальных группах.

Та же картина наблюдается при оценке изменений количества ИЛ-1β в десневой жидкости. После применения фоторегуляторной терапии и полосканий антисептиком уровень цитокина растет. После применения сочетанной АФДТ количество ИЛ-1β снижается (с 87,92 (111,96) до 59,49 (41,18)). Достоверных различий уровня цитокинов нет

Выводы: При клиническом исследовании эффективности однократного применения различных схем фототерапии для снижения уровня интоксикации на основании комплекса микробиологических, иммунологических и гематологических данных сочетанная АФДТ продемонстрировала наибольшую эффективность как метод профилактики общих осложнений стоматологических процедур у пациентов с болезнями периодонта и для снижения уровня системной интоксикации организма.

Проведена клинико-лабораторная оценка фоторегуляторной и фотодинамической терапии как мер профилактики общих осложнений на стоматологическом приеме. До фототерапии и через неделю после ее проведения оценивался микробный состав периодонтальных карманов, уровень лактобактерий в ротовой полости, уровень средних молекул, проницаемость эритроцитарных мембран, уровень цитокинов в десневой жидкости. Фотодинамическая терапия оказала наиболее благоприятное воздействие на исследованные параметры.

181

УДК 619:578.825.15:577.3

П.А. Красочко¹, В.Ю. Плавский², В.А. Машеро³, П.П. Красочко³, А.Л. Пташок³

АНТИВИРУСНОЕ ДЕЙСТВИЕ ПОЛИХРОМАТИЧЕСКОГО ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

¹РУП «Институт экспериментальной ветеринарии им. С.Н.Вышелесского», ул. Вышелесского, 2, 220020, Минск, Беларусь krasochko@mail.ru ²Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь, plavskii@dragon.bas-net.by ³УО «Витебская ордена «Знак Почета» государственная академия ветеринарной медицины»,

ул. 1-я Доватора 7/11, 210026, г. Витебск, Беларусь

Низкоинтенсивное лазерное излучение широко применяется в современной медицинской практике в качестве эффективного терапевтического фактора при лечении заболеваний различного генеза. В ветеринарной медицине использование лазерных источников не нашло столь широкого применения, хотя в литературе имеется ряд данных об успешном использовании указанного физического фактора для лечения сельскохозяйственных животных [1, 2]. Одна из основных причин тому – специфика труда ветеринарного специалиста в условиях крупного животноводческого комплекса, а также необходимость соблюдения ряда мер безопасности, связанных с эксплуатацией лазерных источников. Более приемлемым представляется применение в ветеринарной медицине поляризованного полихроматического излучения [3, 4], которое по биологической активности и терапевтическому действию практически не уступает поляризованному когерентному лазерному излучению [5 – 8].

В настоящей работе представлены данные, полученные в условиях in vitro, и свидетельствующие о способности поляризованного полихроматического света угнетать репродукции вируса инфекционного ринотрахеита.

Материалы и методы исследований. Исследования проводили со сформированными монослоями перевиваемой культуры клеток МДБК на матрасе объемом 0,5 литра. В первой серии опытов монослои облучали поляризованным полихроматическим светом (специальная галогенная лампа, спектральный диапазон излучения 400 – 3400 нм, плотность мощности светового потока 40 мВт/см², степень поляризации света ~95%) по 2, 4 и 6 минут (энергетическая доза светового потока 4,8; 9,6; 14,4 Дж/см², соответственно). После этого производили заражение клеток вирусом инфекционного ринотрахеита КМИЭВ-6. Во второй серии опытов облучение монослоя культуры клеток проводили через 2 часа после заражения вирусом по 2, 4 и 6 минут. В третьей серии опытов вначале монослой облучали поляризованным полихроматическим светом по 2, 4 и 6 минут, производили заражение клеток вирусом по 2, 4 и 6 минут. В третьей серии опытов вначале монослой облучали поляризованным полихроматическим светом по 2, 4 и 6 минут, производили заражение клеток вирусом по 2, 4 и 6 минут. В третьей серии опытов вначале монослой облучали поляризованным полихроматическим светом по 2, 4 и 6 минут, производили заражение клеток вирусом, и через два часа снова проводили облучение при той же экспозиции. Контроль –

зараженный вирусом монослой клеток без облучения. Обнаружение вируса в культуре клеток проводили с использованием количественной полимеразной цепной реакции (ПЦР) в режиме реального времени. Как известно [9], в основе метода ПЦР-диагностики лежит природный процесс – комплементарное достраивание ДНК матрицы, осуществляемое с помощью фермента ДНК-полимеразы. При этом чужеродный генетический материал многократно копируется при помощи ДНК-полимеразы, а затем миллионные количества копий специфических фрагментов ДНК регистрируются визуально. Метод позволяет обнаружить наличие инфекционных возбудителей в тех случаях, когда другими методами (иммунологическими, бактериологическими, микроскопическими) это сделать невозможно. Большая точность метода достигается за счет высокой специфичности ПЦР-диагностики, так как в исследуемом материале выявляется уникальный фрагмент ДНК или РНК, характерный только для данного возбудителя, что прямо говорит о его присутствии в исследуемом биосубстрате.

Результаты исследований. Исследования показали, что культивирование клеток, заряженных вирусом ИРТ, сопровождается деструктивными изменениями отдельных клеток и клеточного монослоя. Через 48 после заражения во всех матрасах отмечено характерное для вируса инфекционного ринотрахеита ИРТ цитопатическое действие (ЦПД), проявляющееся в форме сплошной или очаговой круглой или полиморфноклеточной дегенерации, образовании многоядерных клеток или клеточных симпластов, а также в пролиферативном разрастании клеток. В пораженных вирусом клетках ЦПД проявляется в пикнозе ядра, маргинации и зернистости хроматина, появлении включений, телец, кристаллов; в цитоплазме появляются вакуоли, наступает ее сморщивание и дегенерация. Обнаружение вирусов в каждом образце проводили после замораживая клеток методом количественной полимеразной цепной реакции, чувствительность которой составляла 10 копий/мкл.

Установлено, что облучение монослоя культуры клеток поляризованным полихроматическим светом (спектральный диапазон 400 - 3400 нм, плотность мощности 40 мВт/см², энергетическая доза E = 4,8 - 14,4 Дж/см²) приводит к угнетению репродукции вируса инфекционного ринотрахеита (ИРТ). Результаты выявления наличия ДНК вируса ИРТ в культивируемых монослоях клеток с различными вариантами их заражения и облучения поляризованным полихроматическим светом представлены в табл. 1, и на рис. 1.

Как следует из представленных данных, предварительное облучение монослоя поляризованным светом уменьшает количество вируса в $\gamma = 1,4-1,9$ раз по сравнению с необлученным вариантом (контролем). В данном варианте воздействия оптимальные параметры дозовой нагрузки составляют E = 9,6 Дж/см² ($\gamma = 1,9$); при E = 4,8 Дж/см² $\gamma = 1,6$; при E = 14,4 Дж/см² $\gamma = 1,4$). Облучение монослоя после заражения вирусом также достоверно

сказывается продукции вируса, хотя и не столь эффективно: количество вируса снижается в 1,3-1,6 раз и эффект незначительно зависит от энергетической дозы: при E = 4,8 Дж/см² $\gamma = 1,3$; при E = 9,6 Дж/см² $\gamma = 1,6$; при E = 14,4 Дж/см² $\gamma = 1,3$). Но при облучении монослоя клеток до и после заражения количество вируса уменьшается в 2,3 – 11,8 раз по сравнению с контролем. Максимальное антивирусное действие поляризованного света ($\gamma = 11,8$) наблюдается при времени воздействия 4 мин (энергетическая доза E = 9,6 Дж/см²); при E = 4,8 Дж/см² $\gamma = 2,3$; при E = 14,4 Дж/см² $\gamma = 2,6$.

Таблица 1. Результаты выявления наличия ДНК вируса ИРТ в культивируемых монослоях клеток с различными вариантами их заражения и облучения поляризованным полихроматическим светом

Время	Облуче	ение до	Облучение после		Облучение до и посл	
облучения	зараж	сения	зараж	заражения		
И	Количеств	Угнетение	Количество	Угнетение	Количеств	Угнетение
энергетичес	о копий	репродукц	копий ДНК	репродукци	о копий	репродукц
кая доза	ДНК	ии, раз		и, раз	ДНК	ии, раз
2 мин	$8,74 \ge 10^7$	1,58	$1,09 \ge 10^8$	1,27	5,95 x 10 ⁷	2,32
(4,8 Дж/см ²)						
4 мин	$7,44 \ge 10^7$	1,85	$1,12 \ge 10^8$	1,23	$1,17 \ge 10^7$	11,79
(9,6 Дж/см ²)						
6 мин	$1,01 \ge 10^8$	1,37	$8,87 \ge 10^7$	1,56	$5,27 \times 10^7$	2,61
(14,4						
Дж/см ²)						
Контроль	$1,38 \ge 10^8$					
(без						
облучения)						



Рис. 1. Влияние различных вариантов воздействия поляризованным полихроматическим светом на наличие ДНК вируса инфекционного ринотрахеита в монослоях культуры клеток МДБК (по оси ординат - количество копий ДНК вируса ИРТ): *1* – облучение до заражения; 2 – облучение через 2 часа после заражения; 3 – облучение до заражения и через 2 часа после заражения; 4 – контроль (без облучения).

Приведенные результаты свидетельствуют, что поляризованный полихроматический свет активизирует метаболизм клеток, препятствуя проникновению вируса в клетку, и тем самым происходит угнетение его репродукции.

Эти данные в некоторой степени объясняют воздействие поляризованного полихроматического света на репродукцию вируса инфекционного ринотрахеита в системе in vivo [3, 4], когда действие указанного физического фактора оказывает ингибирующее влияние на репродукцию вируса инфекционного ринотрахеита крупного рогатого скота (телят) и стимулирующее действие на поствакцинальный иммунный ответ.

Результаты приведенных экспериментальных исследований, свидетельствующие о выраженном антивирусном действии поляризованного полихроматического излучения, находятся в хорошем соответствии с данными, полученными на клеточном, организменном и эмбриональном уровнях [5 – 8, 10]. Согласно [5 – 8, 10] определяющее значение в реализации биологического и терапевтического действия оптического излучения играет его поляризация; роль когерентности излучения не столь выражена.

Литература

1. Панько И.С. Власенко В.М., Издепский В.И., Шевченко Р.Л., Рубленко М.В. Применение лазеров в ветеринарии. Киев: Урожай, 1987. – 88 с.

2. Тимошенко В.Н., Трофимов А.Ф., Музыка А.А., Коробко А.В., Голубец И.Е., Плавский В.Ю. Стимуляция молочной железы лазерным излучением // Зоотехния. – 2004. – №11. – С. 25 – 26.

3. Красочко П.А., Плавский В.Ю., Машеро В.А., Красочко П.П., Пташок А.Л. Результаты изучения механизма иммуностимулирующего действия полихроматического поляризованного света // Эпизоотология, иммунобиология, фармакология и санитария. – 2009. – № 3. – С. 30 – 34.

4. Красочко П.А., Плавский В.Ю., Машеро В.А., Капамалак А.И. Красочко П.П., Пташок А.Л. Методические указания по использованию полихроматического поляризованного света для лечения и профилактики заболеваний животных. №10-1-5/3058 от 30 сентября 2009 г. Институт экспериментальной ветеринарии им. С. Н. Вышелесского, Институт физики НАН Беларуси, Витебская государственная академия ветеринарной медицины. – Минск: 2009. – 43 с.

5. Fenyö M. Theoretical and experimental basis of biostimulation by laser irradiation // Opt. Laser Technol. 1984 Vol. 16, № 4, P. 209-215.

6. Плавский В.Ю., Барулин Н.В. Влияние поляризации и когерентности оптического излучения низкой интенсивности на эмбрионы рыб // ЖПС. – 2008. – Т. 75, № 6. – С. 243 – 259.

7. Плавский В.Ю. Барулин Н.В. Фотофизические процессы, определяющие биологическую активность оптического излучения низкой интенсивности // Биомедицинская радиоэлектроника. – 2009. – №6. – С. 23 – 40.

8. Plavskii V.Yu., Barulin N.V. Fish Embryos as Model for Research of Biological Activity Mechanisms of Low Intensity Laser Radiation // Advances in Laser and Optics Research. -2010. - Vol. 4. - P. 1 - 48.

9. Красочко П.П., Жук В.П., Максимович В.В. ПЦР-диагностика инфекционного ринотрахеита крупного рогатого скота // Эпизоотология, иммунобиология, фармакология и санитария. 2009. – № 3. – С. 35 – 41.

10.Mostovnikov V.A., Mostovnikova G.R., Plavskii V.Yu., Plavskaja L.G., Morosova R.P. Molecular mechanism of biological and therapeutically effect of low-intensity laser irradiation // Proc. SPIE. Ed. S.L.Jacques, A. Katzir, 1995. – Vol. 2391. – P. 561 – 573.

УДК 535.37:577.3

Н.А. Немкович¹, Ю.В. Крученок¹, А.Н. Собчук¹, Е.А. Чернявский², В.М. Шкуматов²

ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОФЛУОРИМЕТРИЯ ИНДОЛОКАРБАЗОЛОВ В РАСТВОРАХ И КОМПЛЕКСАХ С БЕЛКАМИ

¹Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости 68, Минск 220072, Беларусь nemkov@ifanbel.bas-net.by

² «Научно-исследовательский институт физико-химических проблем», БГУ, Минск, Беларусь

Изучены спектральные и временные характеристики новых флуоресцентных зондов 6,12диметоксииндоло[3,2-*b*]карбазола (1), 5,11-диметил-6,12-диметокси-индоло[3,2-*b*]карбазола (2) и 5,11-дигексил-6,12-ди(гексилокси)индоло[3,2-*b*]карбазола в органических растворителях и в комплексах с белками. Индолокарбазолы представляют собой класс биологически активных молекул, которые могут быть выделены из цианобактерий или синтезированы химическим путем, в последнее время и несколько из них прошли клинические испытания для лечения рака, болезни Паркинсона и сахарного диабета. Антираковое и нейропротекторное действие индолокарбазолов обусловлено действием нескольких различных механизмов: подавлением активности различного типа протеинкиназ, ингибированием топоизомеразы ДНК или прямой интеркаляцией в ДНК. Во всех случаях происходит нековалентное связывание молекул индолокарбазолов с ДНК, ДНК-белковыми комплексами или протеинкиназами, которое приводит к гибели раковых клеток различного типа. Однако детальный механизм образования и функционирования комплексов индолокарбазолов с ДНК и белками и их действие на пораженные клетки пока недостаточно изучены.

p							
Растворитель	З	η, cP	Характеристики затухания флуоресценции				
			f_l	<i>тl</i> , нс	f_2	τ ₂ , нс	<т>, нс
Ацетонитрил	37,5	0,35	0,32	0,7	0,68	5,6	5,3
Циклогексан	2,02	0,9	0,44	1,4	0,56	5,7	5,0
1,4-Диоксан	2,21 5-6*	1,25	0,35	1,3	0,65	7,1	6,6
Этанол	24,3	1,2	0,30	1,1	0,70	7,0	6,6

Таблица 1. Характеристики затухания флуоресценции индолокарбазола 1 в различных растворителях

 ε – диэлектрическая проницаемость и η – вязкость растворителя, f_i – предэкспоненциальные множители, τ_i – время жизни возбужденного состояния, $<\tau>$ - средняя длительность флуоресценции

* Значение є, определенное из сольватофлуорохромного сдвига спектра

С помощью автоматизированного лазерного спектрофлуориметра Института физики НАНБ проведены исследования характеристик затухания флуоресценции новых производных индолокарбазолов. Затухание носит неэкспоненциальный характер, а средняя длительность флуоресценции производных индолокарбазолов увеличивается с ростом полярности и вязкости окружения.



Рисунок 1 – Стационарные спектры флуоресценции индолокарбазола 2 в буферном растворе при температуре 20°С (1) и при 75°С (3), и в комплексе с трипсиногеном при температуре 20°С (2) и при 75°С (4). Концентрация трипсиногена в NaP-буфере 0.2 мг/мл, $\lambda_{возб} = 320$ нм.



Рисунок 2 – Нормированные мгновенные спектры флуоресценции индолокарбазола 2 в комплексе с сывороточным альбумином человека (САЧ) при λ_{возб} = 337 нм. Спектры зарегистрированы в моменты времени t = 0 (1), 2 (2) и 5 нс (3) по отношению к максимуму импульса возбуждения. Концентрация сывороточного альбумина в NaP-буфере 0.1 мг/мл.

В работе исследованы физиологически важные глобулярные белки: трипсиноген, неактивный предшественник (профермент) протеолитического фермента трипсина, а также сывороточный альбумин человека, ответственный за транспорт различных веществ в плазме крови. Связывание индолокарбазолов с белками трипсиногеном и сывороточным альбумином человека приводит к увеличению интенсивности флуоресценции, изменению соотношения интенсивностей полос в спектре флуоресценции и возрастанию средней длительности возбужденного состояния индолокарбазолов (Рис. 1). На основе анализа мгновенных спектров флуоресценции и параметров затухания флуоресценции на разных длинах волн регистрации (Рис. 2) установлено существование нескольких типов центров связывания зондов в белках. Обнаружено, что характеристики флуоресценции производных индолокарбазола зависят от конформационных перестроек трипсиногена, вызванных его тепловой денатурацией.

	Длина волны	Параметры затухания флуоресценции						
	регистрации	f_1	τ ₁ , нс	f_2	τ2, нс	f_3	τ ₃ , нс	< \(\tau\)>, HC
Буферный раствор	430 нм	0,99	0,04	0,01	8,2	-	-	3,4
	460 нм	0,99	0,08	0,01	7,6	-	-	2,7
В растворе сывороточного альбумина	430 нм	0,94	0,14	0,03	3,5	0,03	9,1	5,3
	460 нм	0,97	0,13	0,02	4,5	0,01	10,4	5,1
В растворе трипсиногена при 20 °C	430 нм	0,97	0,07	0,02	3,2	0,01	9,9	5,2
	460 нм	0,97	0,11	0,02	3,1	0,01	9,4	4,7
В растворе трипсиногена при 75 °C	430 нм	0,8	0,23	0,12	3,7	0,08	8,4	5,7
	460 нм	0,85	0,11	0,08	2,1	0,07	7,0	5,1

Таблица 2. Параметры затухания флуоресценции индолокарбазола 2 в буферном растворе и в белковых комплексах.

Изучены спектральные и временные характеристики новых флуоресцентных зондов 6,12диметоксииндоло[3,2-*b*]карбазола, 5,11-диметил-6,12-диметокси-индоло[3,2-*b*]карбазола и 5,11дигексил-6,12-ди(гексилокси)индоло[3,2-*b*]карбазола в органических растворителях и в комплексах с белками. На основе анализа мгновенных спектров флуоресценции и параметров затухания флуоресценции на разных длинах волн регистрации установлено существование нескольких типов центров связывания зондов в белках.

Литература

1. Н. А. Немкович, Ю. В. Крученок, А. Н. Собчук, Х. Деттер, Н. Вробель, Е. А. Чернявский, Пикосекундная спектроскопия пирролопроизводных индолокарбазола в растворах и комплексах с белками и их дипольные моменты // Опт. Спектр. - 2009, - Т.107, №2, -С.288-295.

Г.А. Залесская¹, Н.И. Нечипуренко², Л.Г. Астафьева¹

ЛЕЧЕНИЕ БОЛЬНЫХ С КОМПРЕССИОННО-ИШЕМИЧЕСКИМИ НЕВРОПАТИЯМИ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ КРОВИ

¹Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь zalesskaya@imaph.bas-net.by ²Научно-практический центр неврологии и нейрохирургии Минздрава Республики Беларусь ул. Ф. Скорины 24, 220114 Минск, Беларусь

Поиск новых методов профилактики и лечения заболеваний периферической нервной системы является одним из приоритетных направлений развития неврологии. Исследования последних лет показали, что лазеротерапия повышает эффективность лечения всех хронических заболеваний в неврологии. Однако расширение сферы применения наиболее распространенных оптических технологий: внутривенного (ВОК) и надвенного (НОК) облучения крови до настоящего времени происходит преимущественно эмпирическим путем [1]. Цель настоящего исследования – сравнительный анализ эффективности лечения больных с компрессионно-ишемическими невропатиями методом ВОК и НОК, выполненный с учетом молекулярных механизмов действия оптического излучения на периферическую нервную систему.

Изучена эффективность лечении 128 пациентов с компрессионно-ишемическими невропатиями (КИН) с применением надвенного (НЛОК, аппарат АМЛТ-01, $\lambda_{oбn}$ =810 нм, мощность 10 мВт, напряженность магнитного поля 35 мТл, $t_{oбn}$ =10 мин, количество процедур - 10) и внутривенного лазерного облучения крови (ВЛОК, аппарата «Люзар-МП», $\lambda_{oбn}$ =670 нм, мощность на выходе световода 3-4 мВт, $t_{oбn}$ =15 мин, курс – 7-8 процедур). Основой для оценки терапевтической эффективности являлись электронейромиографические исследования. Изменения, происходящие в крови и ее компонентах на молекулярном уровне, изучались по спектрам поглощения в УФ-красной и (ИК) областях, а также по спектрам флуоресценции плазмы.

По данным электронейромиографических исследований лазерная гемотерапия способствовала улучшению функционального состояния периферических нервов. У пациентов, получавших лазерную гемотерапию, скорость проведения импульса по малоберцовому нерву увеличивалась почти в 2 раза по сравнению с больными, получавшими базисную терапию.

Анализ спектров поглощения крови показывает, что используемое излучение поглощается преимущественно гемоглобинами крови. Наблюдаемые изменения в спектрах поглощения крови и эритроцитарной массы (рис. 1), полученной из крови пациентов, в лечение которых включалось НЛОК и ВЛОК, свидетельствуют об увеличении содержания

деоксигемоглобина в облученной крови, которое отличалось для разных пациентов, отражая индивидуальные особенности их крови. Спектрально это проявлялось в низкочастотном сдвиге и изменении контура полосы Соре, уменьшении провала в дублете полос 541 и 577 нм, увеличении поглощения деоксигемоглобина в области 700-1000 нм.



Рисунок 1 – Спектры поглощения эритроцитарной массы: полоса Соре до облучения (1) и после курса облучения (2). а) – ВЛОК $\lambda_{oбn}$ = 670 нм; б) – НЛОК $\lambda_{oбn}$ = 810 нм

Результаты спектральных исследований показывают, что первой стадией воздействия лазерного излучения является поглощение излучения используемых длин волн λ_{ofm} =810 и 670 нм венозной кровью и кровью в кровеносных сосудах дермы, а отделение кислорода в комплексах гемоглобина с лигандами – первичным фотопроцессом, способствующим дополнительному экстрагированию кислорода из крови в ткани. Сравнение ИК спектров крови, эритроцитарной массы, а также спектров флуоресценции плазмы, полученных из образцов крови до И после облучения, свидетельствуют об инициированных облучением конформационных переходах в молекулах белков. В то же время установлено, что терапевтические дозы облучения не инициируют фотохимических повреждений белков в физиологически значимых количествах. Рядом авторов отмечалось значительное влияние сосудистого компонента на степень поражения различных структур нервов, однако изменениям в крови и плазме при непосредственном световом воздействии на кровь, сопутствующим позитивным клиническим процессам не уделялось достаточно внимания. Несмотря на имеющиеся литературные данные о сходной терапевтической эффективности ВЛОК, а также НЛОК и чрезкожного метода лазерной терапии, используемых для облучения в окне прозрачности 600–1500 нм, эффективность светового воздействия излучения разных длин волн может существенно отличаться. Это является непосредственным следствием зависимости коэффициентов поглощения гемоглобинов венозной крови от $\lambda_{0.00,7}$, а также коэффициентов поглощения и рассеяния лазерного излучения компонентами кожи - многослойной рассеивающей и поглощающей среды. Кровь и ткани по-разному поглощают свет в рассматриваемом интервале длин волн. Поглощение излучения кровью на используемых длинах волн 670 и 810 нм сопоставимо по величине при степени оксигенации венозной крови 0,75 и может заметно изменяться вследствие нарушения оксигенации при гипоксии. В то же время поглощение кожи и стенок сосудов при НЛОК монотонно убывает при продвижении в область больших длин волн от 670 нм до 810 нм. Таким образом, наиболее значительным фактором повышения эффективности облучения, наряду с изменением дозы, является выбор длины волны облучения $\lambda_{\text{обл}}$, позволяющий увеличивать выход свободного кислорода в ткани в очаге поражения.

Фотодиссоциация оксигемоглобина, инициированная поглощением кровью оптического излучения, должна приводить к изменениям газового состава венозной крови, а также концентрации оксигемоглобина $F_v(HbO_2)$ и степени насыщения гемоглобина кислородом в венозной крови. Рост парциального давления кислорода p_vO_2 после облучения и последующий спад повторялись после каждой процедуры ВЛОК излучением He-Ne, лазера и сопровождались колебаниями концентраций $F_v(HbO_2)$ и степени насыщения S_vO_2 [2]. Фотоиндуцированные колебания этих величин следует учитывать при интерпретации терапевтических результатов.

Действие светового излучения связано с биохимическими реакциями, протекающими в организме после поглощения света. В [3] предложен и обоснован молекулярный механизм воздействия оптического излучения на кровь, согласно которому фотогемотерапия, улучшая снабжение клеток и тканей кислородом, регулирует процессы образования активных форм кислорода (АФК). В основе ВЛОК и НЛОК лежит один и тот же терапевтический эффект, основанный на включении АФК в общие адаптационные и регуляционные механизмы, способствующие восстановлению патологических нарушений.

Локальный разогрев биоткани при фотогемотерапии может являться пусковым механизмом, инициирующим цепь биофизических и биохимических процессов. Температура является важным фактором, рост которой оказывает как положительное, так и отрицательное влияние на облучаемую кровь и ткани. Поэтому представляет интерес оценка максимальной температуры нагрева крови в вене, у стенки сосуда и на поверхности ткани при используемых в лечении периферических нервов дозах облучения. С учетом оттока крови в ткани (перфузии) рассчитаны методом компьютерного моделирования объемные распределения температуры в зависимости от времени, прошедшего с момента облучения, размера сосуда и глубины его расположения (рис.2). Результаты расчета показывают, что при использованных режимах облучения максимальное увеличение температуры крови в облучаемой области при отсутствии тока крови составило бы при ВЛОК $\sim 3 \div 4$ °C в сосудах диаметром 3÷5 мм и менее 1 °C при НЛОК. Однако высокая скорость течения крови в локтевой вене (~150 мм/с) оказывает сильное влияние на максимальную температуру, вызывая ее спад до исходной (~ 37°C) и последующую

стабилизацию благодаря быстрому оттоку крови из освещаемой области. Вследствие параболической зависимости скорости течения от радиуса сосуда тонкий слой крови у поверхности сосуда движется медленнее, способствуя небольшому повышению температуры на стенке сосуда. Характерное время выравнивания температуры крови и ткани в рассматриваемых случаях стационарного облучения узким пучком света достигает нескольких десятков секунд и определяется временем, необходимым для увеличения скорости кровотока под влиянием роста температуры. Выполненные оценки позволяют считать справедливыми сложившиеся представления о том, что при терапевтических дозах ВЛОК и НЛОК влиянием нагрева крови на процессы фотодиссоциации комплексов гемоглобина можно пренебречь.



Рисунок 2 – Объемные распределения температуры в вене диаметром 3 мм, рассчитанные с учетом перфузии. а) – ВЛОК, 670 нм, 0.8 Вт/см² на выходе световода, $t_{oб\pi}$ =15 минут; б) – НЛОК, 810 нм, 0.005 Вт/см², $t_{oб\pi}$ =10 минут.

Анализ регенеративно-реиннервационного процесса методом электронейромиографии свидетельствует о том, что использование лазерного облучения крови способствует улучшению функционального состояния периферических нервов. В условиях сниженной реактивности кровообращения, характерной для больных с периферическими нейропатиями, чрезвычайно важной является вызванная облучением крови коррекция микроциркуляторных расстройств, которая может успешно проводиться неинвазивным методом НЛОК

Литература

1. Танин Л.В., Нечипуренко Н.И., Василевская Л.А., Недзьведь Г.К., Ровдо С.Е., Танин А.Л. Лазерная гемотерапия в лечении заболеваний периферической нервной системы. – Минск, 2004.

2. Залесская Г.А., Акулич Н.В., Марочков А.В., Ласкина О.В., Митьковская Н.П. Оптические методы коррекции кислородтранспортных характеристик крови и их биомедицинские применения. ЖПС. – 2010. – Т. 77, №3. – С.450 – 458.

3. Залесская Г.А., Улащик В.С. Молекулярные механизмы действия фотогемотерапии. ЖПС. – 2009. – Т. 76, №1. – С.51 – 75.

Г.А. Залесская

СТРУКТУРНЫЕ ПЕРЕСТРОЙКИ БИОМОЛЕКУЛ КРОВИ ПРИ ТЕРАПЕВТИЧЕСКИХ ДОЗАХ ЛАЗЕРНО–ОПТИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь zalesskaya@imaph.bas-net.by

В работе обобщены исследования структурных изменений биомолекул крови по спектрам поглощения в УФ-красной и ИК областях спектра, по спектрам флуоресценции плазмы, по соотношению фракций гемоглобина в крови, облучаемой in vivo. Структурные преобразования молекул крови под действием внешних и внутренних физико-химических факторов привлекают пристальное внимание ученых, занимающихся как фундаментальными исследованиями крови на молекулярно-клеточном уровне, так и решением целого ряда прикладных проблем, в частности связанных с применением оптического излучения для облучения крови *in vivo* (фотогемотерапия – ФГТ). Специфичность выполняемых белками крови функций определяется аминокислотным составом, а эффективность их функционирования структурой макромолекул, которая способна претерпевать перестройки при воздействии светового излучения, температуры, криозащитных веществ, растворителей, молекулярных модификаторов гемоглобина, а также при изменении физико-химических параметров внутренней среды организма из-за патологических состояний. При изучении на молекулярном уровне механизмов структурных превращений и повреждений белков крови световым излучением, влияющим на их функциональную активность, перспективным является применение методов молекулярной спектроскопии и люминесценции, для которых характерна высокая чувствительность к изменениям молекулярной геометрии. Детальные исследования такого рода отсутствуют до настоящего времени (что препятствует оценке роли структурных преобразований молекул в биологических и терапевтических эффектах, инициируемых поглощением света кровью).

Изучались стабилизированные гепарином образцы крови пациентов до и после облучения: (1) при экстракорпоральном облучении крови УФ излучением ртутной лампы $\lambda_{oбn}$ =254 нм (УФОК); (2) внутривенном облучении крови (ВЛОК) излучением Не-Ne лазера $\lambda_{oбn}$ =632,8 нм и полупроводникового лазера 670 нм; (3) при надвенном облучении крови лазерным излучением 810 нм; (4) кровь кроликов при ВЛОК излучением Не-Ne лазера $\lambda_{oбn}$ =632,8 нм. При ВЛОК и УФОК изучалась также динамика показателей оксигенации и газового обмена в течение терапевтического курса. Спектры поглощения в области 200-1200 нм регистрировались на спектрометре Cary 500 (Varian, США), инфракрасные (ИК) спектры в области 5-40 мкм на ИК Фурье спектрометре (Nicolet, США), спектры флуоресценции плазмы на спектрофлуориметре СМ 2203 (Solar, Минск). Парциальные давления газов крови, содержание фракций гемоглобинов и ряда метаболитов в крови определялись на ABL-800 (Radiometer, Дания). Сравнительный анализ спектральных данных, полученных для образцов крови и ее компонент до и после ФГТ, позволил выявить характерные изменения, инициированные на молекулярном уровне.

1. Излучение использованных длин волн поглощается гемовой или глобиновой частью молекулы гемоглобина. Гемоглобин, имеющий на всех указанных длинах волн коэффициенты поглощения, значительно превосходящие по величине коэффициенты поглощения других молекулярных компонент крови, выступает в качестве главного фотоакцептора для светового излучения использованных длин волн.

2. Воздействие на кровь оптического излучения с длинами волн λ_{обл}=254, 632,8, 670, 806 нм вызывает изменения полос поглощения гемоглобинов в области 380–1100 нм, которые свидетельствуют об увеличении относительного содержания деоксигемоглобина (Hb) вследствие диссоциации комплексов гемоглобина с лигандами. Спектральные изменения зависят от числа процедур и отличались для венозной крови разных пациентов. Эффективный процесс диссоциации подтверждается результатами прямых измерений концентрации оксигемоглобина и изменений парциальных давлений газов в облученной венозной крови.



Рисунок 1 – ИК-спектры поглощения крови до облучения (1) и после НЛОК излучением диодного лазера 810 нм. На вставке – соответствующие спектры деконволюции в областях амид I и амид II при $\Delta v=30$ см⁻¹ и коэффициенте усиления разрешения 2,5

3. Как показывает анализ ИК спектров поглощения (рис. 1), при ФГТ нарушается глобулярная упаковка пептидных цепей макромолекул белков крови, поддерживаемая водородными связями NH...O=C, что проявляется, прежде всего, в изменениях ИК полосы

валентных колебаний NH групп, свидетельствующих об ослаблении системы водородных связей. Ослабление и усиление межмолекулярных взаимодействий, сопутствующее отделению лигандов, проявляются в изменениях формы и положения полос поглощения валентных и деформационных колебаний NH, CO и CN связей пептидных групп, чувствительных к конформационным переходам. Наблюдаемые изменения полосы амид I, относящейся к суммарному поглощению колебаний С=О связей с разных участков белковой структуры, свидетельствуют об изменении при ФГТ вторичной структуры глобулярных белков: уменьшении вклада С=О групп α-геликальной структуры и увеличении поглощения С=О групп с растянутых участков полипептидной цепи.

В спектральной области «отпечатков пальцев» 1000–1250 см⁻¹, наиболее пригодной для оценки изменений метаболических процессов, в некоторых случаях отмечено усиление ИК поглощения в интервале 950–1100 см⁻¹. Возрастала интенсивность разрешенных при деконволюции полос с $v_{\text{макс}}$ при 986, 1016, 1047 и 1085 см-1, которые связаны с поглощением сахарофосфатного остова нуклеиновых кислот. Рост поглощения в этой области может служить индикатором эффективности воздействия излучения на нуклеиновые кислоты.

4. Структурные изменения белков плазмы при ФГТ наблюдались также по спектрам флуоресценции триптофанилов. Терапевтические дозы светового излучения вызывали сдвиг максимумов спектра ($0<\Delta\lambda<7$ нм) и изменение формы спектров флуоресценции плазмы, которые оказались зависящими от изменений характеристик кислотно-щелочного равновесия. Анализ спектров флуоресценции плазмы, обусловленных преимущественно флуоресценцией триптофановых остатков, показал, что изменения взаимодействий аминокислотных остатков триптофана с ближайшим окружением и водой, инициированные ФГТ, невелики; структурные изменения происходят в пределах нативной структуры белковых глобул. При использованных дозах не развивались негативные процессы, сопровождающие окислительный стресс: оксидативное разрушение белков, разрушение эритроцитов, окисление гемоглобина до метгемоглобина и рост содержания лактата, содержание которых контролировались на всех этапах лечения.

5. Для изучения связи между структурными перестройками биомолекул и эффективностью их функционирования исследовалась изменения газового состава крови и параметров оксигенации в течение терапевтического курса, а также длительность их сохранения после окончания. Через 15 мин после облучения в венозной крови отмечался рост парциального давления кислорода p_vO₂. Величина p_vO₂ снижалась через сутки к началу следующего сеанса и после повторного облучения возрастала вновь. Рост p_vO₂ и последующий спад повторялись после каждой процедуры и сопровождались изменениями степени оксигенации венозной крови и концентрации HbO₂. Непосредственно после облучения венозной крови снижалось сродство гемоглобина к кислороду, характеризующее способность

гемоглобина к связыванию с кислородом. Под влиянием ФГТ кривая диссоциации оксигемоглобина (КДО) сдвигалась вправо, но к началу следующей процедуры приближалась к исходной. Изменение кислородтранспортной функции венозной крови, зафиксированное в единичной вене, приводило к улучшению микроциркуляции в отдаленных от места облучения тканях, свидетельствуя о системном характере светового воздействия.

На основании приведенных спектральных данных сделан вывод, что отмеченные структурные превращения биомолекул крови влияют на сродство гемоглобина к кислороду и кислород-транспортную функцию крови. Зафиксирован рост степени насыщения артериальной крови кислородом $\Delta S_a O_2$ в артериальном русле на 2-8%. Отмечено улучшение внутрисердечной гемодинамики, показатели которой оценивались методом допплерэхокардиографии: возрастала скорость кровотока через аортальный клапан, увеличивался сердечный выброс CB. Установленные изменения S_aO₂ и S_vO₂ совместно с увеличением CB обеспечивали рост артериовенозной разницы по кислороду (ABO₂), которая зависит от содержания кислорода в артериальной и венозной крови: $ct_{a(v)}=139$ разности [Hb]·(S_{a(v)}O₂/100)+0.0031p_{a(v)}O₂. Положительные изменения кислородного статуса венозной и артериальной крови улучшают доставку кислорода ДО₂= ct_a·CB и его потребление тканями ПО₂= АВО₂·CB, возрастает коэффициент экстракции кислорода К_{акс}=АВО₂·ct_aO₂. Вследствие этого корректируются процессы образования активных форм кислорода (АФК) и их ингибирование антиоксидантными системами. Отмеченные изменения в крови на молекулярном уровне позволяют объяснить основные клинико-экспериментальные данные, получаемые при использовании фотогемотерапии. Известно, что в физиологически допустимых количествах АФК действуют как регуляторы метаболических процессов. Благодаря участию одних и тех же АФК как в повреждении клеток и тканей, так и в процессах внутри- и межклеточной регуляции проявляются дозовые зависимости ФГТ, характеризующиеся наличием оптимальных доз, ниже которых наблюдаются положительные клинические эффекты, а выше отрицательные. Сделан вывод, что истощением системы антиоксидантной защиты или неудовлетворительным исходным состоянием организма обусловлены отрицательные результаты лечения. Профилактический и лечебный эффект ФГТ при лечении широкого круга заболеваний объясняется противодействием АФК деструктивному развитию свободнорадикальных реакций в организме благодаря их участию в процессах регуляции.

При облучении крови излучением лазерных и нелазерных источников изменения в структуре комплексов гемоглобина с лигандами являются первичным фотопроцессом, запускающим цепь биофизических и биохимических процессов, изменяющих содержание АФК. В основе терапевтических эффектов ФГТ лежит один механизм – изменение баланса между наработкой и ингибированием антиоксидантными системами АФК, регулирующих метаболические процессы в организме.

УДК 577.121:577.152:615.849.19 Н.М Орел¹, Е.С. Пышко¹, А.М. Лисенкова¹, Т.А. Железнякова¹

ОЦЕНКА СОСТОЯНИЯ АНТИОКСИДАНТНОЙ СИСТЕМЫ И ПРОЦЕССОВ ПОЛ В НЕКОТОРЫХ ТКАНЯХ КРЫС ПРИ ВВЕДЕНИИ ИНДОМЕТАЦИНА С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРОФОРЕЗА

¹БГУ, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь Oryoln47@tut.by<u>:</u>Lisenkova@bsu.by

В настоящее время активно изучается и внедряется в лечебную практику метод лазерофореза – сочетанного воздействия лазерным излучением и лекарственным веществом. Однако остается много неясного в цепи событий, происходящих в живой ткани с момента диффузии лекарственного препарата и поглощения лазерного излучения до появления того или иного биологического эффекта [1–5]. В связи с этим возникает необходимость изучения биохимических процессов, протекающих в организме при сопряжении действия лекарственных средств и низкоинтенсивного лазерного излучения (НИЛИ).

В этом плане важной информацией может послужить оценка состояния антиоксидантного статуса органов и тканей, изменяющегося при действии на организм, как лазерного излучения, так и нестероидных противовоспалительных препаратов.

В продолжение исследований [1–3] в данной работе проведена оценка влияния раздельного и сочетанного воздействия НИЛИ красной λ- 650 нм (К-650) и инфракрасной λ-840 нм (ИК-840) области спектра на эпигастральную область и латеральную поверхность бедра и индометацина (ИМ) при чрескожном (ч/к) и, для сравнения, внутрижелудочном (в/ж) введении на активность суперкосиддисмутазы (СОД), содержание малонового диальдегида (МДА) в коже и печени крыс.

Экспериментальная часть работы была выполнена на 72 беспородных белых крысах самцах, массой 150 – 180 г, находящихся на стандартном рационе вивария. Все эксперименты выполняли в соответствии с этическими нормами обращения с животными, а также правилами проведения работ с использованием лабораторных животных в научных исследованиях, обоснованными рекомендациями и требованиями «Всемирного общества защиты животных» и «Европейской конвенции по защите экспериментальных животных» (Страсбург, 1986).

Изучение влияния ИМ на уровень МДА и активность СОД проводили через 1 ч и 1 сутки после его внутрижелудочного введения – 500 и 1000 мг/кг массы, и трансдермального путем нанесения на латеральную область бедра после состригания шерсти – 75–90 мг/см² кожи в соответствии с массой крысы, в виде 10% ИМ-ой мази, что эквивалентно 500 мг/кг при внутрижелудочном введении. Влияние К-650 и ИК-840 исследовали через 1 сутки после облучения эпигастральной области и латеральной области бедра в течение 10 мин. Для ИК-

840 начальная мощность излучения $-P_0 = 7,5 \cdot 10^{-3}$ Вт; мощность на поверхности объекта – $P \approx 5 \cdot 10^{-3}$ Вт; площадь облучаемого участка – $S \approx 2 \cdot 10^{-4}$ м²; интенсивность облучения – I = 25 Вт/м²; доза облучения – D = 3 Дж; плотность дозы облучения – D/S = 1,5 Дж/см². Для К- 650 начальная мощность излучения – $P_0 = 4 \cdot 10^{-2}$ Вт; мощность на поверхности объекта – $P \approx 5 \cdot 10^{-3}$ Вт; площадь облучаемого участка – $S \approx 2 \cdot 10^{-4}$ м²; интенсивность облучения – I = 25 Вт/м²; доза облучения – D = 3 Дж; плотность дозы облучения – D/S = 1,5 Дж/см². Исследование показателей после ч/к введения ИМ с помощью НИЛИ проводили через 1 сутки после нанесения ИМ на кожу латеральной области бедра и облучения ИК-840 или К-650, как описано выше. Контрольной серией служили интактные крысы, так как ранее было показано, что «ложное облучение» в таких же условиях эксперимента приводит к незначительным изменениям исследуемых показателей, не превышающим 1,5 – 2,5% по сравнению с показателями у интактных животных.

Определение содержания МДА проводили по [6], а активности СОД (КФ 1.15.1.1) по [7]. Концентрацию белка измеряли методами [8, 9]. Статистическую обработку данных проводили с использованием *t*-критерия Стьюдента [10].

Результаты и обсуждение

В настоящее время в медицине для лечения многих воспалительных заболеваний широко используется ИМ. Он относится к группе нестероидных противовоспалительных средств и является производным индолуксусной кислоты (1-пара-хлорбензоил-5-метокси-2-метилиндол-3-уксусная кислота). В литературе имеются противоречивые данные о влиянии ИМ на интенсивность процессов ПОЛ в органах и тканях, в частности в печени [11].

В ходе проведенного эксперимента было показано (табл. 1), что ч/к введение ИМ достоверно снижает уровень МДА в печени через 1 ч и вызывает тенденцию к понижению в печени и коже через 1 сутки. Активность СОД достоверно повышается только в печени через 1 сутки после введения. Это указывает на трансдермальное проникновение препарата в организм и подтверждается тем, что изменения в печени качественно близки, и только количественно менее выражены, по сравнению с установленными нами при в/б введении ИМ. Полученные результаты согласуются со сведениями о том, что ИМ способен снижать интенсивность ПОЛ [11].

По данным литературы [1, 4], кратковременное воздействие НИЛИ оказывает активирующее влияние на ПОЛ со сдвигом равновесия окислительных систем в сторону усиления свободнорадикальных процессов. Проведенные нами исследования показали (табл. 1), что облучение К-650 латеральной области бедра активирует СОД в печени и коже, эти изменения более значимы, чем при действии ИК-840. Оба источника НИЛИ, примененные в условиях эксперимента, не вызывают достоверных изменений процессов ПОЛ. Полученные

результаты указывают на наличие особенностей воздействия НИЛИ с разными длинами волн и согласуются с результатами исследований воздействия лазерного облучения на эпигастральную область крыс [1, 3, 12, 13].

	МДА	СОД	МДА	СОД			
Серия	X±Sx	X±Sx	X±Sx	X±Sx			
опыта	(мкмоль/мг	(у.е./мин/мг	(мкмоль/мг	(у.е./мин/мг			
	белка);	белка);	белка);	белка); % к			
	% к контролю	% к контролю	% к контролю	контролю			
	ПЕЧЕНЬ		КОЖА				
Контроль	0,86±0,02	1,25±0,09	0,31±0,02	0,20±0,01			
	100%	100%	100%	100%			
Через 1 ч	0,63±0,03*	1,29±0,07	0,28±0,03	0,22±0,03			
после	73%	103%	91%	101%			
введения ИМ							
Через 1 сутки	0,77±0,03	1,47±0,04*	0,27±0,03	0,21±0,04			
после	89,5%	117,6%	88%	107			
введения ИМ							
Через 1 сутки	0,83±0,19	1,57±0,06*	0,26±0,04	0,24±0,04*			
после	96,5%	125,5%	85%	118%			
облучения							
ИК-840							
Через 1 сутки	0,93±0,08	1,74±0,11*	0,34±0,03	0,25±0,06*			
после	107,8%	139%	111%	126%			
облучения							
К-650							
Контроль	0,82±0,07	1,30±0,06	0,29±0,04	0,24±0,03			
	100%	100%	100%	100%			
Через 1 сутки	0,65±0,11*	1,66±0,07*	0,23±0,02*	0,40±0,07*			
после	76%	128%	81%	165%			
введения ИМ							
и облучения							
ИК-840							
Через 1 сутки	0,79±0,07*	1,56±0,05*	0,22±0,05*	0,34±0,06*			
после	92%	120%	76%	142%			
введения ИМ							
и облучения							
К-650							
* – Достоверные изменения при $p \le 0.05$							

Таблица 1. – Содержание МДА и активность СОД в печени и коже при чрескожном введении ИМ, лазерном облучении латеральной области бедра крыс и совместном воздействии ИМ и НИЛИ

Облучение латеральной поверхности бедра ИК-840 после нанесения ИМ (табл. 1) усиливает изменения содержания МДА и активности СОД в обеих исследованных тканях по сравнению с установленными при их раздельном применении. При сочетанном действии К-650 и ИМ более выражены сдвиги в содержании МДА и активности СОД в коже. Полученные результаты свидетельствуют о возможности повышения биодоступности ИМ с помощью

НИЛИ и позволяют предположить, что эффективность действия лазерофореза на исследуемые показатели состояния антиоксидантной системы и интенсивности ПОЛ в печени и коже крыс выше при использовании ИК-840 по сравнению с К-650.

Установлена возможность повышения биодоступности лекарственного препарата с помощью НИЛИ, о чем свидетельствует усиление ряда эффектов индометацина на активность супероксиддисмутазы и содержание малонового диальдегида в печени и коже крыс при его трансдермальном лазерофоретическом введении. Эффективность лазерофореза зависит от длины волны лазерного излучения.

Литература

1. Зырянова Т.Н., Ленько О.Г. Коррекция низкоинтенсивным лазерным излучением процессов перекисного окисления липидов у крыс с экспериментальным лекарственным холестазом / XI съезд Белорусского общества физиологов. 21-22 сентября 2006 г. / Тезисы докладов. Мн. 2006. – С. 49.

2. Лисенкова А.М., Железнякова Т.А., Лисенков Б.Н., Щербатюк В.А., Дюба В.М.. Аппаратные средства для эффективного трансдермального введения лекарственных препаратов в организм. Труды: Лазеры. Измерения. Информация. Санкт-Петербург, 2009. – Т.2. – С.270– 285.

3. Орел Н.М., Автомеенко О.Л., Чубаров С.И. Влияние излучения полупроводниковых лазеров с длинами волн 877 нм, 847 нм, 670 нм на уровень холестерола в тканях и сыворотке крови крыс с экспериментальной гиперхолестеринемией /Труды Белорусского гос. ун-та. Физиологические, биохимические и молекулярные основы функционирования биосистем. – 2007. – Т. 2. – С. 100–110.

4. Владимиров Ю.В., Осипов А.Н., Клебанов Г.Н. Фотобиологические основы терапевтического применения лазерного излучения // Биохимия. – 2004. – Т. 69, №1. – С.103–113.

5. Ланкин, В.З. Тихазе, А.К., Каминный, А.И., Беленков, Ю.Н. Антиоксиданты и атеросклероз: Критический анализ проблемы и направление дальнейших исследований // Патогенез. – 2004. – №1. – С. 71–86.

6. Стальная И.Д., Гаришвили Т.Г. Метод определения малонового диальдегида с помощью тиобарбитуровой кислоты // Современные методы в биохимии. Под ред. Ореховича В.Н. – М.: Медицина, 1977. – С. 66–68.

7. Костюк В.А., Потапович А.И., Ковалева Ж.В. Простой и чувствительный метод определения активности супероксиддисмутазы, основанный на реакции окисления кверцетина // Вопр.мед.химии.–1990. – Т.36, №2. – С.88–91

8. Peterson, G.L. A simplification of the protein assay method of Lowry et al. which is more generally applicable // Anal. Biochem. -1977. - Vol. 83, $N \circ 2. - P.346-356$.

9. Lowry O.H., Rosebrouch N.J., Farr A.L., Randall R.J. Protein measurement with the Folin phenol reagent // J. Biol. Chem. –1951. –Vol. 193. – P.265–275.

10. Рокицкий П.Ф. Биологическая статистика /Мн.: Высш. школа. –1967. –272 с.

11.Гончарова Л.Л., Покровская Л.А., Ушкова И.Н., Малькова Н.Ю. // Международные медицинские обзоры. – 1994. – № 1. – С. 15–19.

12. Орел Н.М., Чубаров С.И., Заяц В.П. Влияние низкоинтенсивного лазерного излучения на состояние липидного метаболизма у крыс с экспериментальным внутрипеченочным холестазом / XI съезд Белорусского общества физиологов. 21-22 сентября 2006 г. / Тезисы докладов. Минск, 2006. – С.106.

13. Автомеенко О.Л., Орел Н.М., Чубаров С.И. Корректирующее влияние низкоинтенсивного инфракрасного лазерного излучения на показатели липидного метаболизма в сыворотке крови и печени крыс с экспериментальной гиперхолестеринемией /Сигнальные механизмы регуляции физиологических функций: сб. науч. ст. – Минск: РИВШ, 2007. – С. 29–31.

А.М. Лисенкова¹, Т.А. Железнякова¹, И.А. Кобак¹, В.А. Щербатюк¹, В.В. Сенчук², В.М Дюба³

ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ ЭФФЕКТИВНОГО ТРАНСДЕРМАЛЬНОГО ВВЕДЕНИЯ ЛЕКАРСТВЕННЫХ ПРЕПАРАТОВ В ОРГАНИЗМ

¹ БГУ, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь Lisenkova@bsu.by ² СП ООО «Фармлэнд» Минск, Беларусь ³ Городской клинический кожно-венерологический диспансер, Минск, Беларусь

В настоящее время активно изучается и внедряется в лечебную практику метод лазерофореза – сочетанного воздействия лазерным излучением и лекарственным веществом. Широкие возможности лазерного воздействия и многофакторный механизм такого действия стимулируют разработку медицинской аппаратуры и внедрение новых методик лечения различных патологий.

Разработаны и совершенствуются методы чрескожного введения растворов лекарств с использованием лазерных технологий, основанные на воздействии лазерного излучения на живой организм. Это методы лазерной транскутанной инъекции, лазерной оптоакустической транскутанной импрегнации усиленная транскутанная фотохимическая диффузия и др. [1]. Эффективным методом повышения биодоступности лекарственных соединений может являться применение низкоинтенсивного лазерного излучения (НИЛИ) [2-7]. Многочисленными исследованиями установлено, что НИЛИ оказывает многофакторное воздействие, которое реализуется на всех уровнях организма [8]. Под воздействием НИЛИ повышается кровотока (экспериментально скорость показано методами peo-И фотоплетизмографии, реовазографии, осциллографии). Под действием НИЛИ активизируется транспорт веществ через сосудистую стенку, что приводит к нормализации обменных процессов в тканях.

На кровоснабжение и процесс обмена веществ в тканях сильно влияет изменение температуры. Для прогнозирования совместного действия лазерного излучения и лекарственного препарата разработано программное обеспечение, которое позволяет определить поле полной освещенности в коже с определенными оптическими параметрами под действием лазерного излучения с определенной длиной волны и мощностью в центре пучка, и на основании этого вычислить изменение температурного поля в интересующем нас объеме [5]. Расчеты показали, что действие лазерного излучения с λ =0,78 мкм и интенсивностью 60 мВт/см² является оптимальным для проведения облучения кожи с целью увеличения кровотока при условии, что время процедуры лазерофореза не превышает 20 мин.

Результаты, полученные в цитологических экспериментах и при математическом моделировании внутриклеточных процессов, указывают на возможность эффективного

управления жизнедеятельностью организма внешними воздействиями с определенной временной организацией [9]. Методы биоупраляемой хронофизиотерапии позволяют оперативно учитывать индивидуальные биоритмологические особенности пациента и дозировать лазерное воздействие путем модуляции его интенсивности и синхронизации этими ритмами. Использование импульсного режима облучения при лазерофорезе более эффективно по сравнению с непрерывным режимом, так как импульсный режим в лазерной терапии является менее нагрузочным и к импульсным воздействиям более слабая адаптация организма [8]. Для модуляции лазерного излучения можно использовать сигналы с датчиков пульса, чтобы проводить введение лекарственных средств в ритме кровотока.

Эффективность применения полупроводниковых лазеров в аппаратуре для проведения лазерофореза связана прежде всего с тем, что их излучение лежит в красной и ближней ИКобластях (0,6..1,5 мкм) спектра, где расположено так называемое «терапевтическое окно». Полупроводниковые лазеры имеют также такие преимущества, как малые габариты и вес, малую потребляемую мощность (что дает возможность создания переносных приборов). Помимо этого для них характерна высокая эффективность, легкость управления частотой излучения, широкий диапазон модуляции практически любым сигналом и удобство в эксплуатации, возможность применения различных оптических насадок. Полупроводниковые лазеры в десятки раз экономичнее газовых и обеспечивают более высокую степень безопасности при их использовании в медицинской аппаратуре [2,8-12].

Нами начата разработка недорогой портативной, оптико-электронной аппаратуры для эффективного трансдермального введения лекарственных препаратов в организм. Для проведения исследований по лазерофорезу была разработана схема компактного многофункционального источника питания лазерных диодов, позволяющая формировать импульсы лазерного излучения различной длительности и амплитуды с возможностью модуляции лазерного излучения от внешнего генератора или датчика пульса. Схема может использоваться для питания различных лазерных диодов, типы и характеристики которых приведены в [12].

Сочетанное лазерное и лекарственное действие на биологически активные точки (БАТ) позволяет значительно усиливать терапевтический эффект при лечении ряда заболеваний [8]. Наименьшего влияния на организм пациента при высокой точности определения местоположения БАТ позволяют достичь методы, основанные на использовании биполярного зондирующего сигнала без постоянной составляющей и с его статистической обработкой [12]. Нами разработан оригинальный метод, позволяющий создать простое и дешевое устройство поиска БАТ с измерительным током в наноамперном диапазоне [13]. В дальнейшем схема усовершенствовалась. Достигалось уменьшение величины зондирующего тока при его

формирования в виде последовательности разнополярных импульсов с последующим синхронным детектированием сигнала, возникающего на искомом сопротивлении БАТ.

Бесконтактный метод поиска биологически активных точек с использованием лазерного излучения представляется нам весьма перспективным. Нами рассматриваются способы поиска и актуальные направления в разработке портативных устройств поиска БАТ [12].

Значительное увеличение биодоступности лекарственных средств при применении НИЛИ наблюдалось нами при проведении модельных экспериментов лазерофореза in vitro [3-6], а также in vivo на очагах поражения и точках акупунктуры при кожных заболеваниях [10, 11]. Лазерные и биофармацевтические технологии применялись при лечении группы больных (56 человек) в Минском Городском клиническом кожно-венерологическом диспансере. Проводился лазерофорез циклических углеводородов, обогащенных витаминами и микроэлементами, в очагах поражения и точках акупунктуры у больных экземой, атопическим дерматитом, псориазом и другими кожными заболеваниями. Использовалось лазерное излучение на длине волны 0,67 мкм мощностью 10 мВт, время воздействия 1-10 мин в зависимости от размера и состояния очага поражения. Каждую зону поражения обрабатывали дистанционно лазерным излучением. Излучатель располагался от очага на расстоянии до 5 см, что с учетом угла расхождения лазерного луча позволяло облучать всю поверхность поражения. Курс лечения в зависимости от выраженности воспалительного процесса состоял из 5-10 ежедневных процедур. Как правило, уже на 2 день снижалась интенсивность болевых проявлений, заметно уменьшалась поверхность перифокального воспаления, отек ткани. Наблюдалось более быстрое по сравнению с контрольной группой уменьшение гиперемии, шелушения и зуда кожи, на 10-20 % сокращались сроки лечения заболеваний. Такая лазерная технология лечения позволяет избежать осложнений, связанных с повреждением покровов тела, прежде всего инфицирования (СПИД, вирусный гепатит и т.п.). Неинвазивность, безболезненность лазерного воздействия особенно важна для лиц пожилого возраста, детей, ослабленных больных.

Нами предложены новые методические подходы для трансдермального введения лекарственных средств различных фармако-терапевтических групп. Одним из наиболее перспективных является применение оптически прозрачных трансдермальных пластырей с иммобилизованными лекарственными субстанциями в сочетании с лазерным излучением.

Таким образом, применение лазерных технологий с использованием новых аппаратных средств и методик может существенно увеличить эффективность трансдермального введения лекарственных препаратов, что позволит повысить эффективность лечения ряда заболеваний.

Рассмотрены лазерные способы увеличения эффективности трансдермального введения лекарственных препаратов в организм. Разработаны аппаратные средства для таких способов

доставки лекарств. Исследован метод введения лекарственных средств в область биологически активных точек, подтверждена его эффективность. Предложены новые методические подходы для трансдермального введения лекарственных средств различных фармако-терапевтических групп.

Литература

1. Жаров В.П., Латышев А.С. Лазерные методы транскутанного введения растворов лекарств // Лазерная медицина. – 1998. – Т. 2, вып. 1. – С. 7-17.

2. Лисенкова А.М., Манак И.С., Ксенофонтова Н.М., Чубаров С.И. Терапевтические применения полупроводниковых лазеров.// Полупроводниковые лазеры. Сб. науч. ст. Вып. 1. Мн.: 1997. – С. 162-204.

3. Кугейко М.М., Лисенкова А.М., Сенчук В.В. Исследование влияния лазерного излучения на биодоступность лекарственных соединений // Медэлектроника-2002. Труды междунар. науч.-техн. конф. – Мн.: БГУИР, 2002. – С. 121–124.

4. Лисенкова А.М., Железнякова Т.А., Сенчук В.В. Экспериментальное исследование эффективности лазерного метода регуляции транспорта антибиотиков через модель кожного покрова // Спектральные приборы для аналитических применений. Перспективные разработки. Под ред. Воропая Е.С. – Мн.: Изд. центр БГУ, 2005. – С. 174–192.

5. Железнякова Т.А. Лазерофорез – технология эффективного введения лекарственных средств в организм. // Весці НАН Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. – 2006. – № 5. – С. 126-128.

6. Лисенкова А.М., Железнякова Т.А., Лаврова В.М., Сенчук В.В. Регуляция эффективности лазер-индуцированного переноса адриамицина и рифмапицина через модельные мембраны. // Биохимия. К 75-летию профессора А.Т. Пикулева. Сб. науч. ст. – Мн.: Изд. центр БГУ, 2007. – С. 119–127.

7. Железнякова Т.А., Лисенкова. А.М. Способ введения лекарственного препарата в организм посредством лазерного излучения. Патент РБ №11986. Зарегистрирован 2009.03.09.

8. Низкоинтенсивная лазерная терапия. Сборник трудов. Под ред. Москвина С.В., Буйлина В.А. Москва: Изд. ТОО «Фирма «Техника», 2000. – 721 с.

9. Загускин С.Л., Москвин С.В., Титов М.Н. // Материалы III междунар.конф. "Актуальные вопросы лазерной медицины и операционной эндоскопии".- М.: Видное: 1994. – С. 430-431.

10. Железнякова Т.А., Лисенкова А. М. Исследование лазерного метода регуляции транспорта лекарственных средств через кожу // Фотоника: анализ и приложения. Кол. монография. Под ред. И.С. Манака. Мн.: Академия управления при Президенте РБ, 2007. – C.151-174.

11. Лисенкова А.М., Железнякова Т.А., Сенчук В.В., Дюба В.М. Применение лазерных и биофармацевтических технологий для усиления трансдермального транспорта лекарственных препаратов // Сб. науч. ст. V Международной научно-технической конференции Медэлектроника (Минск, Беларусь, 11-12 декабря 2008). – С. 253-257.

12.Лисенкова А.М., Железнякова Т.А., Лисенков Б.Н., Щербатюк В.А., Дюба В.М. Аппаратные средства для эффективного трансдермального введения лекарственных препаратов в организм. – Доклады VII Международнаой научно-техническая конференция «Лазеры. Измерения. Информация» (ЛИИ– 2009) Санкт-Петербург, 2-4 июня 2009 года. – Т. 2. – С.270 – 285.

13.А.М. Лисенкова, Т.А. Железнякова, Б.Н. Лисенков, В.А. Щербатюк. Устройство для определения местоположения биологически активных точек на теле человека ; заявитель Белорус. гос. ун-т. – № а 20090222; заявл. 17.02.2009; заявка опубл. 30.08.2009 // Афіцыйны бюл. / Нац. цэнтр інтэлектуал. уласнасці. – 2009. – № 4 (69). – С. 8.

УДК 533.9; 621.793.6

А.А. Минько¹, М.П. Патапович¹, Т.В. Докукина², И.Г. Третьяк², Ж.И. Булойчик¹, А.П. Зажогин¹

АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ ОБМЕНА Са И Mg В ОРГАНИЗМЕ ЗА ОПРЕДЕЛЕННЫЕ ПРОМЕЖУТКИ ВРЕМЕНИ МЕТОДАМИ ЛАЗЕРНОЙ АТОМНО-ЭМИССИОННОЙ МНОГОКАНАЛЬНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ ВОЛОС

¹Белорусский государственный университет, Беларусь 220030 Минск, проспект Независимости,4, zajogin_an@mail.ru ²РНПЦ психического здоровья, Беларусь 220053 Минск, Долгиновский тракт, 152 polak0208@mail.ru

В последние годы анализ биологических объектов стал одной из основных областей применения инструментальных методов анализа, так как такие исследования актуальны при диагностике врожденных патологий, профессиональных заболеваний, связанных со спецификой промышленного производства, экологически обусловленных заболеваний и т.д.

Недостаток жизненно важных элементов в питьевой воде и пище, промышленное загрязнение окружающей среды токсичными и радиоактивными элементами, неполноценное питание, болезни, некоторые лекарственные средства могут приводить к возникновению заболеваний, в основе которых лежит дефицит, избыток или дисбаланс макро- и микроэлементов в организме. Для оценки уровня содержания эссенциальных элементов в организме человека, наряду с такими диагностическими биосубстратами, как кровь, моча, ногти, хорошей информативностью обладают волосы. В волосах, в отличие от крови, которая, в основном, выполняет в организме транспортную функцию, происходит концентрирование макро- и микроэлементов [1, 2]. Волосы наиболее полно отражают уровень содержания как токсичных (ртуть, свинец, кадмий и т.д.), так и жизненно необходимых элементов (цинк, селен, железо и т.д.). Элементный состав крови первым реагирует на повышение или понижение уровня содержания тяжелых и других металлов, но может, и часто, не отражать истинный уровень их содержания в организме. Содержание в крови и моче элементов может не всегда соответствовать истинному их содержанию в организме, т.к. в поддержании гомеостаза (постоянства внутренней среды) участвуют такие системы человека, как лимфатическая, пищеварительная, система кроветворения и кровообращения, нередко содержания макро- и микроэлементов в крови является следствием применения диеты, или же недавней физической или эмоциональной нагрузки, приема медикаментов в последнее время и т.д. Поэтому важно исследование таких биосубстратов, которые наиболее полно отражают элементный статус во всем организме. В этом отношении наиболее информативными являются волосы. Для волос характерна фиксированная динамика роста (0,2-0,5 мм в день), в связи с чем, наиболее

адекватной для оценки микроэлементного статуса организма, на момент обследования, является прикорневая часть волос.

Исследование микроэлементов в волосах дает возможность выявить наличие патологических процессов на предклинической стадии, что позволяет внести соответствующую корректировку в профилактику заболевания. Все это имеет большое значение для превенции многочисленных заболеваний. Особую пользу анализ волос может принести при изучении влияния на организм человека некоторых макро- и микроэлементов и даже отдельных тяжелых металлов [3-5]. Данные анализа волос показывают, что отравления тяжелыми металлами в настоящее время встречаются все чаще. Химический анализ волос, взятых у людей, живущих сегодня, и у людей, умерших несколько столетий назад, показывает, что содержание металлов в волосах выросло в 1000 раз, что конечно, связано с резким ухудшением экологической среды.

При этом надо не забывать, что для оказания действенной, эффективной помощи пациенту необходима комплексная диагностика ряда показателей. При этом обычный биохимический анализ крови и мочи может быть громоздким, трудно выполнимым, а значит и материально достаточно затратным, требующим наличия множества реактивов и соответствующей специализации лаборатории.

В последнее время все больший интерес представляют исследования волос для выявления состояния обмена макро- и микроэлементов в организме и токсического воздействия отдельных тяжелых металлов. Повышение содержания Са в волосах обычно рассматривается как показатель усиленного кругооборота элемента в организме, что говорит о возрастании подвижности Са и риске возникновения его дефицита. У детей как повышенное, а часто и очень пониженное, содержание кальция отмечено при церебральных параличах, аутизме.

Для разработки перспективных методов экспресс-анализа состояния обмена макро- и микроэлементов в организме в течение нескольких лет проведены экспериментальные исследования образцов волос по их длине с помощью лазерного излучения [6]. Для проведения исследований использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1. Спектрометр включает в себя в качестве источника возбуждения плазмы двухимпульсный неодимовый лазер с регулируемыми 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. Лазерное излучение фокусировалось на образец с помощью ахроматического конденсора с фокусным расстоянием 100 мм. Размер пятна

фокусировки примерно 50 мкм. Свечение плазмы собиралось с помощью аналогичного конденсора на переднюю поверхность двух кварцевых волокон диаметром 200 мкм и направлялось на входную щель двух спектрометров типа SDH-1. Регистрация спектра проводилась с помощью ПЗС- линейки TCD 1304 AP (3648 пикселей). Запуск системы регистрация спектра осуществлялась синхронно с приходом второго импульса. Все эксперименты проводились в атмосфере воздуха при нормальном атмосферном давлении.

Для выбора оптимального временного междуимпульсного интервала были зарегистрированы спектры при различных интервалах и проведены оценки влияния междуимпульсного интервала на интенсивность линий магния и кальция. Проведены исследования образцов при различных энергиях лазерных импульсов (30-60 мДж) и временных интервалах между ними (0-20 мкс).

В качестве примера на рисунке 1 приведены результаты обработки спектров образцов волос по их длине. Анализировались суммарные результаты действия 5 последовательных лазерных импульсов (энергия 60 мДж, межимпульсный интервал 8 мкс) на точку образца волос через 0,5 см (примерно соответствующий интервалу роста волос за половину месяц). В случае необходимости каждый участок может быть разбит на точки размером ≈ 0,3 мм.



Рис. 1. Интенсивности спектральных линий Са II (393,239 нм), Mg II (279,396 нм) в последовательных точках по длине волос человека

Из анализа экспериментальных результатов видно, что наблюдается явная корреляционная связь между содержанием кальция, а также магния, как в отдельные времена года, так и состоянием организма. Из приведенного примера можно выделить участок от 10 до 30 точки, где зависимость содержания магния и кальция (резкие изменения) в волосах соответствует трем случаям простудных заболеваний в течение последнего года (осень-зима), из которых лечение двух последних случаев проводилось в клинике.

Анализ волос открывает новые перспективы для решения проблем со здоровьем малолетних детей, потому что для них содержание макро- и микроэлементов в большой степени зависит от баланса элементов в организме матери. Интенсивности спектральных линий кальция (а) и магния (б) в последовательных точках по длине для образцов волос ребенка и

матери представлены на рисунке 2. Видно, что интенсивность линий кальция и магния (концентрация) в течение года у матери изменяется более существенно, чем у ребенка.



Рис. 2. Интенсивности спектральных линий кальция (а) и магния (б) в последовательных точках по длине волос для образцов: — ребенка; --- матери

Такой неинвазивный способ получения биоматериала, не связанный с взятием проб крови и травматизацией детей абсолютно безопасен.

Определив содержание в организме основных микроэлементов, а также таких важных макроэлементов, как калий, кальций, магний, можно искать причину существующего дисбаланса, целенаправленно подбирать биологически активные добавки или препараты, корректировать питание. Важно еще и то, что эффективность проведенной коррекции может быть проконтролирована повторными анализами в реальном масштабе времени (вплоть до нескольких десятков минут).

Методом лазерной атомно-эмиссионной спектрометрии, на примере анализа интенсивности линий Са и Mg в спектрах волос по их длине, показана возможность выявления наличия патологических процессов на пред клинической стадии, а это дает возможность искать причину существующего дисбаланса, целенаправленно подбирать биологически активные добавки или препараты, корректировать питание.

Литература

1. Курец Н.И. //Ж. медицинские новости. – 2006. №2. – С. 7-17.

2. Авцын А.П., Жаворонков А.А., Риш М.А., Строчкова Л.С. Микроэлементозы человека. -М.: Медицина, 1991.

3. Скальный А.В., Рудаков И.А. Биоэлементы в медицине. -М. Мир. 2004.

4. Скальный А.В. Микроэлементозы человека (диагностика и лечение). - М., 1999.

5. Гладких Э.А., Полякова Е.В., Шуваева О.В., Бейзель Н.Ф. // Микроэлементы в медицине. - 2003. №4. - С. 20-24.

6. Сухов Л.Т. Лазерный спектральный анализ. - Новосибирск. 1990.

УДК 533.9; 621.793.6

А.А. Минько¹, М.П. Патапович¹, П.Н. Белый², М.В. Кудин², Ж.И. Булойчик¹, А.П. Зажогин¹

РАЗРАБОТКА МЕТОДИК ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОСЛОЙНОГО СОДЕРЖАНИЯ МАКРОЭЛЕМЕНТОВ В РАСТИТЕЛЬНЫХ ОБЪЕКТАХ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ МНОГОКАНАЛЬНОЙ АТОМНО-ЭМИССИННОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ

¹Белорусский государственный университет, пр-т Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь zajogin_an@mail.ru ²ГНУ «Центральный ботанический сад Национальной академии наук, пр-т Независимости,

1 П у «центральный оотанический сао пациональной акаоемий наук, пр-т пезависимости, 84, 220012 Минск, Беларусь

В настоящее время, в связи с возрастающей потребностью сообщества в наращивании энергетических и промышленных мощностей, в том числе за счет увеличения доли тепловой энергетики и сопутствующим этому процессу поступлением в окружающую среду различных токсичных металлов, не теряют своей значимости различные экологические исследования, как составляющая часть эколого-геохимического мониторинга [1-3].

При проведении ретроспективных исследований особый интерес представляют стратифицированные объекты, под которыми понимаются последовательно образующиеся во времени регистрирующие структуры. Классическим и наиболее широко распространенным примером таких структур служат годичные кольца деревьев.

В городах для биоиндикации чаще всего используются кора и эпифитные лишайники, растущие на коре деревьев. Кора по элементному химическому составу мало отличается от древесины, но количество минеральных веществ в ней больше, чем в древесине.

Требованиям оперативного химико-аналитического контроля объектов растительного и животного происхождения на содержание различных металлов наилучшим образом удовлетворяет лазерный атомно-эмиссионный многоканальный спектральный анализ, отличающийся многоэлементностью, сравнительной простотой подготовки образцов и довольно низкими пределами обнаружения [4, 5].

Цель нашего исследования – определение относительного послойного содержания макроэлементов (Ca, Mg) в коре еловых древостоев минского промышленного узла. В качестве объектов исследования были выбраны образцы коры ели обыкновенной (picea abies), растущие в центре Минска (пр. Независимости, 4 – образец МпН4), а для сравнения — из Березинского биосферного заповедника (ББЗ).

Важная особенность структуры древесины — это то, что она является пористым материалом, т.е. материалом, в котором имеются пустоты (поры), не заполненные веществом самого материала. Образцы коры для анализа отбирали в летний период с нижней части крон деревьев.

Для проведения исследований использовался лазерный многоканальный атомноэмиссионный спектрометр LSS-1. Спектрометр включает в себя в качестве источника возбуждения плазмы двухимпульсный неодимовый лазер с регулируемыми 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). Все эксперименты проводились в атмосфере воздуха при нормальном атмосферном давлении.

Для проведения экспериментов предварительно были отобраны участки коры ели с преимущественно ровной поверхностью размером 10x10 мм², которые наклеивались с помощью двустороннего скотча на поверхность держателя образцов (пластинка из оргстекла), а затем на 15 минут помещались под гнет для наиболее равномерного распределения по поверхности пластинки.

Для выбора оптимального временного междуимпульсного интервала были зарегистрированы спектры при различных интервалах и проведены оценки влияния междуимпульсного интервала на интенсивность линий магния и кальция. В качестве примера на рис. 1 приведены отдельные участки атомно-эмиссионных спектров коры в районе используемых в работе самых интенсивных линий Mg (а) и Ca (б). Энергия импульсов 45 мДж, количество импульсов на одну точку 10.

Как видно из приведенных спектров наибольшая интенсивность линий наблюдается при временном интервале 10 мкс, который и был использован для проведения дальнейших экспериментов.



Рисунок 1 - Отдельные участки атомно-эмиссионных спектров коры для междуимпульсных интервалов времени: ... 5 мкс; — 10 мкс; — 15 мкс. а –линии магния; б – линия кальция.

Следует отметить что, несмотря на широко ведущиеся разработки лазерных методов анализа, существует значительный разрыв между потребностями в таких методах и существующими реализациями их для повседневной практики.

210

Одним из наиболее распространенных методов спектрального анализа растворов возбуждение спектра сухого остатка раствора, выпаренного на поверхности электрода. Этот метод дает очень высокую абсолютную чувствительность определений (по многим элементам 10^{-5} - 10^{-7} %). Высокая чувствительность, воспроизводимость, значительно меньшая трудоемкость подготовки проб позволила нам остановиться на выборе именно этого метода анализа.

В качестве модельных систем для закрепления сухих остатков растворов солей металлов при построении градуировочных графиков нами выбраны беззольные плотные фильтры (синяя лента) – диаметр пор 1-2 нм. Для проведения экспериментов кусочек фильтра размером 10х10 $\rm MM^2$ наклеивался с помощью двухстороннего скотча на поверхность держателя образцов, а затем на поверхность фильтра было нанесено по 25 мкл раствора исследуемых элементов с концентрацией 10⁻¹, 10⁻², 10⁻³, 10⁻⁴, 10⁻⁵ и 10⁻⁶% [5]. Градуировочные графики построены для энергии импульсов лазерного излучения 45 мДж и временном интервале между ними 10 мкс.

Используя полученные результаты нами были проведены исследования зависимости содержания Са и Mg в пятидесяти последовательных слоях образцов еловой коры двух деревьев МпH4 и ББЗ.

На рис. 2 приведены графики зависимости интенсивности спектральных линий Са II (393,239 нм) и Mg II (279,396 нм) для пятидесяти последовательных слоев для этих образцов коры при энергии импульсов лазерного излучения 45 мДж и временном интервале между ними 10 мкс.



б



Рисунок 2 - График послойной зависимости интенсивностей линий: — кальция и – магния (для магния умноженный на 100) в образцах МпН4 (а) и ББЗ (б).

Исследование процессов поступления элементов с поверхности пористых тел показало, что природа подобных процессов связана как с отличием физико-химических свойств элементов, так и взаимодействием лазерных импульсов на поверхности и в объеме пористого тела.

Из сравнения полученных результатов следует отметить следующее:

содержание кальция в образце ББЗ (контрольном) находится на уровне примерно 1% во всех слоях, кроме нескольких верхних (\approx 2-2,5 %), в образце МпН4 содержание его в верхних 10-13 слоях находится на уровне 2-3 %, а в последующих резко уменьшается примерно в 3 раза (\approx 0,5-0,6 %);

содержание магния в образце ББЗ (контрольном) находится на уровне примерно 0,1% во всех слоях, кроме самого верхнего (\approx 0,2 %), в образце МпН4 содержание его в верхних 5-7 слоях находится на уровне 0,3-0,5 %, а в последующих резко уменьшается примерно в 3 раза (\approx 0,1%).

Из анализа экспериментальных результатов видно, что наблюдается явный дисбаланс в питании елей кальцием и магнием, как растущих в различных по экологической обстановке местностях, так и в различные временные сроки.

Таким образом, в настоящее время специфика функционирования еловых лесов, широко представленных в Минской области, определяется, с одной стороны, сложившимися природными механизмами, с другой стороны – продолжительным и интенсивным действием антропогенных факторов.

Использование разработанной методики экспресс-анализа позволяет определять послойную концентрацию кальция и магния в растительных объектах и определять режимы питания растений в течение определенного промежутка времени. на больших площадях и с различными рельефами местности.

Разработаны аналитические методики лазерного атомно-эмиссионного количественного определения концентрации кальция и магния в растительных объектах при воздействии на поверхность и объем пористых образцов сдвоенных лазерных импульсов.. Исследовано послойное содержание кальция и магния в образцах коры взятых с еловых древостоев в Минске и в Березинском биосферном заповеднике. Литература

1. Бусько Е.Г., Сидорович Е.А., Рупасова Ж.А. Техногенное загрязнение лесных экосистем Беларуси. – Мн., 1995. – 319 с.

2. Сидорович Е.А., Рупасова Ж.А., Бусько Е.Г. // Доклады АН БССР. - 1985.. - Т. XXIX. № 3. - С. 271-274.

3. Замятина Ю.Л., Межибор А.М., Архангельская Т.А., Рихванов Л.П. // Современные проблемы науки и образования - 2009.-№6. (приложение "Науки о Земле"). - С. 4

4. Сухов Л.Т.. Лазерный спектральный анализ. Новосибирск. 1990.

5. Патапович М.П., Булойчик Ж.И. // Вестник БГУ. Серия 1. - 2009. - №3. - С. 14-17.

А.А. Минько¹, М.П. Патапович¹, Т.В. Докукина², И.Г. Третьяк², Ж.И. Булойчик¹, А.П. Зажогин¹

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТАБОЛИЗМА МАГНИЯ, КАЛИЯ И НАТРИЯ В ОРГАНИЗМЕ МЕТОДАМИ ЛАЗЕРНОЙ АТОМНО-ЭМИССИОННОЙ МНОГОКАНАЛЬНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ ВОЛОС

¹Белорусский государственный университет, Беларусь 220030 Минск, проспект Независимости,4, zajogin_an@mail.ru ²РНПЦ психического здоровья, Беларусь 220053 Минск, Долгиновский тракт, 152 polak0208@mail.ru

Нарушение баланса макро- и микроэлементов в организме человека приводит к развитию различных заболеваний. Существуют самые разнообразные причины дисбаланса микро- и макроэлементов в организме. Недостаток минеральных веществ в пищевых продуктах, нарушение их усвоения организмом, прием лекарств, наличие хронических заболеваний, стрессовые ситуации, умственное и физическое переутомление и др. — наиболее частые причины дисбаланса (дефицита) макро- и микроэлементов [1-4].

Для того чтобы возникший дисбаланс макро- и микроэлементов не стал причиной серьезных заболеваний, желательно выяснить полную картину микроэлементного баланса организма как можно раньше. Ведь симптомы, указывающие на имеющиеся нарушения, появляются позже, чем возникает сам дефицит или избыток микроэлементов. Даже при наличии выраженных признаков элементоза, бывает трудно определить, какие элементы его вызывают. Своевременная диагностика элементозов на основании определения реального содержания в биосубстратах организма наиболее важных для человека эссенциальных элементов — основа эффективной профилактики заболеваний, в том числе и связанных с экологической ситуацией. Без такой диагностики эффективность лечебных мероприятий снижается [3, 4]..

Практически все доступные для анализа химические элементы (около 70), накапливаются в волосах. Эти элементы поступают в организм различными путями: с пищей, водой, при приеме лекарств и биологически активных добавок и т.д. Способность волос аккумулировать в себе химические элементы, связана с особенностями их строения и формирования. Фактически в период роста волоса по его длине записывается вся история изменения содержания разных элементов в организме [1-4].

Рост каждого волоса происходит за счет непрерывного размножения клеток луковицы, находящейся под кожей. Молодые клетки питаются посредством кровеносных сосудов подходящих к основанию волосяной луковицы. Все макро и микроэлементы, попадая в организм, поступают в кровь, а оттуда — в волосяные клетки. Последние созревают, высыхают,

ороговевают, последовательно формируя волос. И что особенно важно, состав накопившихся в них элементов, больше не изменяется, составляя своеобразный «элементный портрет» человека за определенный промежуток его жизни. В среднем за 1 мес. волосы вырастают на 1 см.

Анализ волос открывает новые перспективы для решения проблем со здоровьем, потому что выявляет нашу биохимическую индивидуальность. Такой неинвазивный способ получения биоматериала, не связанный с кровью и травматизацией абсолютно безопасен и сравним с взятием проб ногтей, слюны и мочи.

Анализ элементарного состава волос дает важную информацию, которая, в комбинации с симптомами и остальными лабораторными данными может помочь врачу в диагностике физиологических нарушений, связанных с отклонениями в общем метаболизме и метаболизме токсических элементов. Концентрация токсичных металлов в волосах может быть в несколько сотен раз выше, чем в моче и крови. Поэтому волосы – ткань, самая удобная для определения суммарной нагрузки на организм и недавнего контакта организма с цинком, алюминием, кадмием и т.д.

Принципиальными отличиями исследования элементного состава волос перед исследованием биологических жидкостей (кровь, моча) являются [3, 4]: возможность обнаруживать употребление различных элементов в организме человека спустя недели, месяцы и даже годы после окончания приема; важно, что лекарственные и наркотические вещества в волосах не подвергаются метаболизму, поэтому возникает возможность обнаружения их в более отдаленные сроки, когда анализ биологических жидкостей дает отрицательный результат; возможность проследить во времени «историю» поступления веществ в организм; анализ волос по их длине позволяет определить время начала и конца приема того или иного вещества (хим элемента и т.д.).

Магний играет важную роль в формировании судорожной готовности. Так в ряде исследований описаны генерализованные тонико-клонические судороги у больных с изолированной идиопатической гипомагнезиемией С другой стороны, у больных эпилепсией детей часто наблюдается гипомагнезиемия, имеющая положительную корреляцию с тяжестью течения заболевания. Проблема коррекции обмена магния у больных эпилепсией актуальна еще и потому, что при терапии антиконвульсантами может возникать гипомагнезиемия. Метаболизм калия и магния тесно взаимосвязан. Клиническая гипомагнезиемия может возникать как вместе с гипокалиемией, так и осложнять уже существующий дефицит калия [3, 5].

Требованиям оперативного химико-аналитического контроля объектов растительного и животного происхождения на содержание различных металлов наилучшим образом удовлетворяет лазерный атомно-эмиссионный многоканальный спектральный анализ с

214

применением сдвоенных лазерных импульсов, отличающийся многоэлементностью, сравнительной простотой подготовки образцов и довольно низкими пределами обнаружения [6].

Для проведения исследований использовался лазерный многоканальный атомноэмиссионный спектрометр LSS-1. Спектрометр включает в себя в качестве источника возбуждения плазмы двухимпульсный неодимовый лазер с регулируемыми 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. Лазерное излучение фокусировалось на образец с помощью ахроматического конденсора с фокусным расстоянием 100 мм. Размер пятна фокусировки примерно 50 мкм. Свечение плазмы собиралось с помощью аналогичного конденсора на переднюю поверхность двух кварцевых волокон диаметром 200 мкм и направлялось на входную щель двух спектрометров типа SDH-1. Регистрация спектра проводилась с помощью ПЗС- линейки TCD 1304 AP (3648 пикселей). Запуск системы регистрация спектра осуществлялась синхронно с приходом второго импульса.



Рисунок 1. Интенсивности спектральных линий Са II (393,239 нм), Mg II (279,396 нм), Na (588,995 нм) и К (766,491 нм) в последовательных точках по длине волос человека.

Для выбора оптимального временного междуимпульсного интервала были зарегистрированы спектры при различных интервалах и проведены оценки влияния междуимпульсного интервала на интенсивность линий магния, натрия, калия и кальция. Проведены исследования образцов при различных энергиях лазерных импульсов (30-60 мДж) и временных интервалах между ними (0-20 мкс). В качестве примера на рисунке 1 приведены результаты обработки спектров образцов волос по их длине. Анализировались суммарные результаты действия 20 последовательных лазерных импульсов (энергия 60 мДж, межимпульсный интервал 8 мкс) на точку для натуральных образцов волос, наклеенных на подложку из органического стекла. Натуральные образцы волос исследованы через один см (примерно соответствующий интервалу роста волос в один месяц).

Анализ волос открывает новые перспективы для решения проблем со здоровьем, потому что выявляет нашу биохимическую индивидуальность. Такой неинвазивный способ получения биоматериала, не связанный с взятием проб крови и травматизацией может быть эффективно использован для диагностики здоровья детей. Такие исследования помогают диагностировать хронические заболевания до клинических проявлений, проследить изменения метаболизма за определенный период и дать динамическую картину баланса веществ в организме.

Методом лазерной атомно-эмиссионной спектрометрии, на примере анализа интенсивности линий Na, K, Ca и Mg в спектрах волос по их длине, показана возможность выявления наличия патологических процессов на пред клинической стадии, а это дает возможность искать причину существующего дисбаланса, целенаправленно подбирать биологически активные добавки или препараты, корректировать питание.

Литература

1. Курец Н.И. //Ж. медицинские новости. – 2006. №2. – С. 7-17.

2. Авцын А.П., Жаворонков А.А., Риш М.А., Строчкова Л.С. Микроэлементозы человека. -М.: Медицина, 1991.

3. Скальный А.В., Рудаков И.А. Биоэлементы в медицине. -М. Мир. 2004.

4. Скальный А.В. Микроэлементозы человека (диагностика и лечение). - М., 1999.

5. Гладких Э.А., Полякова Е.В., Шуваева О.В., Бейзель Н.Ф. // Микроэлементы в медицине. - 2003. №4. - С. 20-24.

6. Сухов Л.Т. Лазерный спектральный анализ. - Новосибирск. 1990.
УДК 533.9; 621.793.6

А.А. Минько¹, П.Н. Белый², М.П. Патапович¹, М.В. Кудин², Ж.И. Булойчик¹, А.П. Зажогин¹

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ЗАГРЯЗНЕНИЯ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ НА СОСТОЯНИЕ БИОТЫ МИНСКОГО ПРОМЫШЛЕННОГО УЗЛА НА ПРИМЕРЕ АНАЛИЗА ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА КОРЫ ЕЛИ ОБЫКНОВЕННОЙ (*PICEA ABIES*)

¹Белорусский государственный университет, пр-т Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь zajogin_an@mail.ru

²ГНУ «Центральный ботанический сад Национальной академии наук, пр-т Независимости, 84, 220012 Минск, Беларусь

Загрязнение окружающей среды играет все возрастающую роль среди других антропогенных воздействий в связи с увеличивающимися объемами загрязняющих веществ поступающих в природную среду. В связи с этим возникает необходимость слежения за состоянием биоты под влиянием локального и трансграничного переноса поллютантов; выяснения закономерностей устойчивого развития экосистем с целью обеспечения научных основ сбережения природных комплексов и устойчивого их использования. Из всех видов негативного антропогенного воздействия на лесные экосистемы наибольшую опасность представляет атмосферное загрязнение. На сегодняшний день даже заповедные леса подвержены прямому или косвенному антропогенному воздействию. Особый интерес в этом отношении представляет изучение миграционных циклов химических веществ в структурных частях лесных фитоценозов, испытывающих антропогенные нагрузки [1 – 3].

За последние десятилетия в Беларуси проделана значительная работа по изучению уровня загрязнения и миграции в природной среде токсичных металлов и серосодержащих соединений на основе фитоиндикации [1, 2].

В городах для биоиндикации чаще всего используются кора и эпифитные лишайники, растущие на коре деревьев. Для экологического мониторинга эпифитные лишайники очень удобны, так как доступны для изучения практически в любое время года и хорошо заметны, особенно на стволах деревьев темного цвета. На коре деревьев встречаются накипные, листоватые и кустистые формы. Лишайники растут очень медленно, поэтому для исследований лучше выбирать старые деревья, так как на молодых лишайники могут не успеть поселиться. При увеличении загрязнения воздуха первыми исчезают кустистые формы, затем листоватые и, наконец, накипные [4]. Кора — защитный покров ствола дерева, состоящий из внешнего пробкового и внутреннего лубкового слоев. Это своеобразная кожа дерева, предохраняющая его от воздействия внешней среды, а также участвующая в регуляции дыхания. Кора по элементному химическому составу мало отличается от древесины, но количество минеральных веществ в ней больше, чем в древесине [5].

Все возрастающее техногенное загрязнение окружающей среды требует разработки быстрых и надежных методов анализов, которые обеспечивали бы контроль элементного состава продуктов и вместе с этим могли бы обеспечить защиту от проникновения элементов-токсикантов в организм человека. Широко применяемым, в настоящее время, методам контроля - химическому и атомно-абсорбционному анализу свойственен ряд недостатков, таких как трудоемкость и недостаточно высокая оперативность. Так, к примеру, в аналитическом контроле состава и качества агрохимических объектов и биологической продукции для более чем 90% методик анализа необходима стадия химической обработки проб с переводом в форму, оптимальную для анализа тем или иным инструментальным методом. Пробоподготовительная стадия, как правило, лимитирует продолжительность анализа и его метрологические характеристики [6]. Поэтому трудоемкие классические методы химической деструкции и минерализации анализируемых проб целесообразно заменять более производительными прямыми инструментальными методами, совмещающими в себе процессы, как пробоподготовки, так и анализа минерального состава проб.

Требованиям оперативного химико-аналитического контроля объектов растительного и животного происхождения на содержание различных металлов наилучшим образом удовлетворяет лазерный атомно-эмиссионный многоканальный спектральный анализ, отличающийся многоэлементностью, сравнительной простотой подготовки образцов и довольно низкими пределами обнаружения [7, 8].

Цель нашего исследования – определение относительного содержания ряда металлов в коре еловых древостоев минского промышленного узла. В качестве объектов исследования были выбраны образцы коры ели обыкновенной (picea abies), растущие в центре Минска (пр. Независимости, 4 – образец МпН4), а для сравнения — из Березинского биосферного заповедника (ББЗ), взятые в мае-июне.

Для проведения исследований использовался лазерный многоканальный атомноэмиссионный спектрометр LSS-1. Спектрометр включает в себя в качестве источника возбуждения плазмы двухимпульсный неодимовый лазер с регулируемыми 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).

Для проведения экспериментов предварительно были отобраны участки коры ели с преимущественно ровной поверхностью размером 10x10 мм², которые наклеивались с помощью двустороннего скотча на поверхность держателя образцов (пластинка из оргстекла), а затем на 15 минут помещались под груз, для наиболее равномерного распределения по поверхности пластинки.

218

Анализировались суммарные результаты 50 последовательных импульсов из нескольких точек образцов коры. На рис.1 приведены интенсивности линий ряда элементов в образцах коры ели МпН4 при различных энергиях импульсов возбуждения и между импульсном интервале 10 мкс. Как видно из приведенных данных наибольшая интенсивность для указанных линий достигается при Е_{изл}=60 мДж. Интенсивность линий в образцах из ББЗ была близка к фоновой.



Рис. 1. Зависимость интенсивности линий Al (395,989 нм), Fe (381,84 нм), Ti (334,904 нм) от энергии импульсов излучения.

Зависимости интенсивности линий в последовательных 6 слоях коры ели образцов МпН4 и ББЗ приведены на рис. 2 (энергия 60 мДж, межимпульсный интервал 10 мкс).



Рис. 2. Зависимость интенсивности линий Al - a, Fe - б, Ti - в, Mg (279,396 нм) - г в последовательных слоях образцов коры ели.

Из анализа экспериментальных результатов видно, что наблюдается явный дисбаланс в питании елей, как растущих в различных по экологической обстановке местностях, так и в различные временные сроки. Так, к примеру, для Минска наблюдается увеличение количества Fe, Ti, Al и магния в верхних слоях коры в 3-4 раза по сравнению с образцами из ББЗ, начиная с сезона борьбы с гололедом. Следует особо отметить, что процесс накопления макроэлементов с наступлением лета увеличился, что свидетельствует об усилении процессов поступления их с тротуара, уложенного плиткой. Одновременно с возрастанием указанных элементов в верхних слоях образца МпH4 появляются и другие металлы.

Малые трудозатраты на пробоподготовку объектов к анализу позволит проводить большой объем анализов проб взятых на больших площадях и проводить слежения за состоянием биоты под влиянием локального и трансграничного переноса поллютантов; выяснять закономерности устойчивого развития экосистем с целью обеспечения научных основ сбережения природных комплексов и устойчивого их использования.

Методом лазерной атомно-эмиссионной спектрометрии, на примере анализа химического состава образцов коры ели, изучено влияние загрязнений окружающей среды на состояние биоты Минского промышленного узла. Показано, что в верхних слоях образцах коры взятых с еловых древостоев в Минске содержание Al, Fe, Ti в 3-4 раза превышает их содержание в образцах из Березинского биосферного заповедника.

Литература

1. Бусько Е.Г., Сидорович Е.А., Рупасова Ж.А. Техногенное загрязнение лесных экосистем Беларуси. – Мн., 1995. – 319 с.

2. Сидорович Е.А., Рупасова Ж.А., Бусько Е.Г. // Доклады АН БССР. - 1985.. - Т. XXIX. № 3. - С. 271-274.

3. Замятина Ю.Л., Межибор А.М., Архангельская Т.А., Рихванов Л.П. // Современные проблемы науки и образования - 2009.-№6. (приложение "Науки о Земле"). - С. 4

4. Бязров Л.Г. Лишайники в экологическом мониторинге. М. - 2002.

5. Дейнеко И.П., Дейнеко И.В., Белов Л.П.// Химия растительного сырья. - 2007. - №1. - С. 19–24.

6. Методы анализа пищевых продуктов. М.: Наука. - 1988. - Т. 8. - 270 с.

7. Сухов Л.Т.. Лазерный спектральный анализ. Новосибирск. 1990.

8. Патапович М.П., Булойчик Ж.И. // Вестник БГУ. Серия 1. - 2009. - №3. - С. 14-17.

УДК 577.346:577.352.333 А.А. Маскевич¹, В.И. Степуро¹, С.А. Кургузенков¹, И.М. Кузнецова², К.К. Туроверов²

КИНЕТИКА ЗАТУХАНИЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ТИОФЛАВИНА Т, ИНТЕРКАЛИРОВАННОГО В АМИЛОИДНЫЕ ФИБРИЛЛЫ ИЗ РАЗЛИЧНЫХ БЕЛКОВ

¹Гродненский госуниверситет имени Янки Купалы, Гродно, Беларусь amaskevich@grsu.by ²Институт цитологии, РАН, Санкт-Петербург, Россия kkt@mail.cytspb.rssi.ru

Образование водонерастворимых упорядоченных белковых агрегатов – амилоидных фибрилл [1] является причиной возникновения ряда тяжелых нейродегенеративных заболеваний. Для летекции амилоидных фибрилл наиболее часто используется флуоресцентный зонд тиофлавин Т (ThT). ТhT практически не флуоресцирует в маловязких растворах (например водных, спиртовых), однако при встраивании в фибриллы наблюдается значительное увеличение (более чем на три порядка) интенсивности его флуоресценции [2,3]. проведении биохимических исследований патологий, вызванных образованием При амилоидных фибрилл, принципиально важным является знать, из каких белков образованы фибриллы. Использовать для этого стационарную флуоресценцию ThT не представляется возможным, поскольку положение максимума спектра флуоресценции зонда, интеркалированного в фибриллы, практически не зависит от типа белков их образующих. В данной работе исследована кинетика затухания флуоресценции ThT, интеркалированного в амилоидные фибриллы из инсулина и лизоцима, с целью определения возможности использования определяемых параметров для идентификации типа белка образующего амилоид.

Ранее нами было показано, что квантовый выход и длительность затухания флуоресценции молекулы ThT однозначно определяются скоростью торсионной релаксации аминобензольного и бензтиозольного колец, зависящей от вязкости растворителя и происходящей при переходе молекулы в возбужденное состояние [4]. Торсионная дезактивация является главным конкурирующим с излучением процессом. Анализ кинетики затухания флуоресценции ThT в модельных системах с использованием метода максимума энтропии (МЭМ, [5]) показал, что положение максимума распределения $\alpha(\tau)$ (средняя длительность) зависит от вязкости среды, а полуширина распределения определяется гетерогенностью микроокружения.

Согласно результатам квантово химических расчетов [6], в водном растворе в основном состоянии молекула является неплоской: торсионный угол *ф* между фрагментами молекулы составляет ~35°. Мы полагаем, что при встраивании в фибриллы молекула зонда имеет такую

же структуру, как и в водном растворе. Подтверждением тому являются данные рентгеноструктурного анализа [7]. Почти плоская структура молекулы ThT в основном состоянии позволяет ей эффективно интеркалировать в β-складчатую структуру амилоидных фибрилл. Спектральные характеристики ThT при встраивании в амилоидные фибриллы зависят как от ориентации молекулы относительно оси фибрилл, так и от конформации самой молекулы и от жесткости фиксации при встраивании.

Таблица. Результаты моделирования дискретной суммой экспонент кинетики затухания флуоресценции тиофлавина T, интеркалированного в амилоидные фибриллы. $\lambda_{воз6}$ =407 нм,

λ_d	Ju=485	5 нм

Условия	α_1	τ ₁ , нс	α_2	τ ₂ , нс	α_3	τ ₃ , нс	χ^2
Амилоидные фибриллы из инсулина	0,263	0,25	0,400	0,88	0,337	1,66	1,08
Амилоидные фибриллы из лизоцима	0,950	0,09	0,047	1,13	0,003	4,50	1,13

Примечание: α_1 , α_2 и α_3 – предэкспоненциальные множители, определяющие относительный вклад в кривую затухания компонент с длительностями τ_1 , τ_2 и τ_3 .

Кинетика затухания флуоресценции ThT при его встраивании в амилоидные фибриллы является неэкспоненциальной и с удовлетворительным качеством аппроксимации может быть представлена суммой трех экспонент (табл.). Сложный характер кинетики указывает на то, что места встраивания зонда в амилоидные фибриллы в значительной степени являются гетерогенными. Из модельных исследований следует, что молекулы ThT, торсионная релаксация которых является значительно ограниченной, будут иметь большую длительность затухания флуоресценции.

Анализ кривых затухания флуоресценции с использованием МЭМ показал, что кинетика флуоресценции ThT, интеркалированного в фибриллы, может быть представлена двухмодальным распределением (рис. 1). Форма распределения зависит от типа фибрилл: при встраивании ThT в фибриллы из инсулина основной вклад вносит мода длительностью ~2 нс; встраивание зонда в фибриллы из лизоцима приводит к кинетике, в которой основной вклад вносит короткоживущая компонента с τ ~0,1 нс. Мы полагаем, что двум модам в кинетике затухания флуоресценции соответствует два варианта встраивания молекул ThT в амилоидные фибриллы (рис. 2). Основная часть молекул встраивается в бороздки фибрилл вдоль их длинной оси. Встраиванию и жесткой фиксации способствует соответствие их геометрических размеров и размеров фрагментов фибрилл [8]. Встроенные таким образом молекулы ThT имеют ограниченную свободу внутреннего вращения и характеризуются высоким квантовым выходом и большей длительностью затухания флуоресценции.



Рис. 1. Результаты анализа кинетики затухания флуоресценции тиофлавина Т, интеркалированного в амилоидные фибриллы из инсулина (□) и лизоцима (○) методом МЭМ. $\lambda_{воз6}$ =407 нм, λ_{ϕ_n} =485 нм.



Рис. 2. Схема встраивания тиофлавина Т в филамент амилоида.

Другая часть молекул зонда встраивается в фибриллы перпендикулярно их длинной оси (рис. 2). Фрагменты молекул зонда имеют в этом случае большую свободу торсионных движений, что приводит к значительному уменьшению квантового выхода и длительности затухания флуоресценции. Подтверждением правильности этой модели служат опыты по тушению флуоресценции зонда [5], которые показали, что оба центра связывания ThT имеют примерно одинаковую доступность анионному тушителю Γ . Мы полагаем, что различие в жесткости локализации молекул зонда вызвано, прежде всего, различной геометрией его связывания с фибриллами.

Различие в длительности, имеющее место при встраивании в фибриллы, сформированные

из различных белков, можно объяснить тем, что фибриллы из инсулина имеют значительно более жесткую структуру, по сравнению с фибриллами из лизоцима.

Работа была выполнена при финансовой поддержке БРФФИ (гранты Ф09МС-046, Ф10Р-233, Х10Р-227, Ф09-028), а также РФФИ (грант 10-04-90083-Бел_а).

Приведены результаты исследований кинетики затухания флуоресценции тиофлавина Т, интеркалированного в амилоидные фибриллы. На основании анализа экспериментальных данных предложена модель встраивания зонда в бороздки фибрилл. Показано, что параметры кинетики флуоресценции зонда зависят от типа белков, образующих фибриллы и могут быть использованы для их идентификации.

Литература

1. Koo, E. H. et. al. Amyloid diseases: abnormal protein aggregation in neurodegeneration // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. – 1999. – V.96. – P. 9989–9990.

2. Воропай Е.С. et. al. Спектральные свойства тиофлавина Т в растворе и при комплексообразовании с амилоидными фибриллами// Ж П С .– 2003.– Т. 72.– С.767–773.

3. Maskevich A.A. et. al. Spectral Properties of Thioflavin T in Solvents with Different Dielectric Properties and in a Fibril-Incorporated Form// J. Proteome Res .- 2007 .- V.6(4) .- P.1392-1401.

4. Stsiapura V. I. et. al. Thioflavin T as a Molecular Rotor: Fluorescent Properties of Thioflavin T in Solvents with Different Viscosity// J. Phys. Chem. B .-, 2008.- V. 112 (49).- P. 15893-15902.

5. Маскевич, А.А., Степуро, В.И., Балинский, П.Т. Анализ кинетики затухания флуоресценции тиофлавина Т методом максимума энтропии //ЖПС.- 2010.- Т. 77, № 2. - С. 209-217.

6. Stsiapura V. I., Maskevich A. A., Kuzmitsky V. A., Turoverov K.K., Kuznetsova I. M. Computational Study of Thioflavin T Torsional Relaxation in the Excited State//J. Phys. Chem. A. 2007.- V. 111(22).- P. 4829-4835.

7. Rodriguez-Rodriguez C. et. al. Crystal structure of thioflavin T and its binding to amyloid fibrils: insights at the molecular level //Chem. Commun. - 2010. - V. 46. - P. 1156-1158.

8. Krebs M.R.H. Bromley1 E.H.C., Donald A.M. The binding of thioflavin T to amyloid fibrils: localisation and implications// J. Str. Biol. - 2005.- V. 149.-30-37.

УДК 616.3:577.3

В.Ю. Плавский¹, Л.Г. Плавская¹, А.И. Третьякова¹, М.В. Пархоц¹, Б.М. Джагаров¹ А.Ю. Курочкина², Н.А. Юдина²

АНТИМИКРОБНАЯ ФОТОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕРАПИЯ: ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРЫ, АППАРАТУРА, ТЕХНОЛОГИИ

¹Институт физики имени Б.И.Степанова НАН Беларуси, Проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь, plavskii@dragon.bas-net.by ²Белорусская медицинская академия последипломного образования ул.П.Бровки, 3а, 220072, Минск, Беларусь

Антимикробная фотодинамическая терапия (АФДТ) является новым, активно фототерапии. развивающимся методом основанным на фотохимической деструкции патогенных микроорганизмов при сочетанном воздействии красителя-сенсибилизатора и оптического излучения с длиной волны, соответствующей спектру поглощения красителя. К объектам АФДТ принято относить вирусы, бактерии, грибы и простейшие. Актуальность разработки данной фототерапевтической технологии обусловлена, прежде всего, низким лечебным действием антибиотиков вследствие выработки штаммами микроорганизмов устойчивости к ним. Естественно, что эффективное применение метода АФДТ в клинической практике возможно лишь при соответствующем аппаратурном обеспечении и наличии эффективных красителей-фотосенсибилизаторов. При этом использование для АФДТ красителей (хлорин е₆, фотолон, фотосенс и др.), специально разработанных для онкологической практики (селективной фотодинамической деструкции опухолей), не правомерно без одобрения Фармкомитета. По этой причине один из наиболее реальных, практически осуществимых путей расширения сфер приложения метода в клинической практике заключается в использовании в качестве фотосенсибилизаторов лекарственных препаратов (антисептиков, противовоспалительных субстанций, антибиотиков), обладающих фотодинамическим действием. Действительно, способность некоторых фармпрепаратов оказывать фотосенсибилизирующее действие (фототоксическое и фотоаллергическое) хорошо известна и описана в литературе. Как правило, при системном использовании наличие фототоксического или фотоаллергического действия является существенным недостатком препарата, ограничивающим возможность его применения. Однако, как показали исследования последних лет, наличие фотосенсибилизирующего действия у фармпрепарата может использоваться для проведения АФДТ различных заболеваний путем предварительной обработки патологического очага таким лекарственным средством и последующим световым воздействием. При этом для проведения антимикробной терапии могут использоваться терапевтические аппараты на основе как лазерных, так и светодиодных источников. Главная

проблема для широкого внедрения методов АФДТ – ограниченный перечень лекарственных средств (обладающих фотосенсибилизирующими свойствами), спектр поглощения которых соответствует диапазону излучения терапевтических аппаратов на основе полупроводниковых лазерных и светодиодных источников, внесенных в Государственный реестр [1]. Как правило, большинство фармпрепаратов поглощают свет ультрафиолетовой области спектра, а наибольшее распространение получила терапевтическая аппаратура на основе лазерных диодов красной ($\lambda = 670\pm 20$ нм) и ближней инфракрасной ($\lambda = 780\pm 20$ нм) областей спектра, а также светодиодов синего диапазона ($\lambda = 450\pm 20$ нм) [1].

С целью выяснения возможности использования в качестве фотосенсибилизаторов нами изучены абсорбционные и спектрально-флуоресцентные характеристики, а также фотохимическая активность следующих препаратов на основе экстрактов лекарственных растений: *хлорофиллипт* (спиртовая и масляная формы) – препарат из листьев эвкалипта; галенофиллипт (спиртовой раствор) – препарат из листьев эвкалипта прутовидного; 20 % настойка листьев эвкалипта на 70 % спирте; диагиперон – настойка травы зверобоя на 70 % спирте; масло зверобоя.

Исследования показали, что все вышеуказанные лекарственные препараты обладают в той или иной мере фотосенсибилизирующими свойствами при возбуждении ультрафиолетовом и видимом спектральном диапазоне. Спектры электронного поглощения лекарственных средств на основе эвкалипта представлены на рис. 1. Из рисунка следует, что препараты эвкалипта характеризуется наличием выраженного поглощения в УФ и видимой областях спектра с максимумами при $\lambda_{\text{погл}} = 666$ нм (эвкалипт), $\lambda_{\text{погл}} = 655$ нм (галенофиллипт), $\lambda_{\text{погл}} = 650$ нм (спиртовая форма хлорофиллипта), $\lambda_{\text{погл}} = 654$ нм (масляная форма хлорофиллипта). Принято считать, что наличие указанных максимумов в спектре поглощения препаратов эвкалипта обусловлено присутствием в их составе хлорофилла а и хлорофилла b.



Рис. 1. Спектры поглощения настойки эвкалипта (*1* и *1*'), спиртовой (*2*) и масляной (*3*) формы хлорофиллипта, галенофиллипта (4)

Как известно [2 – 4], максимумы спектра поглощения хлорофилла *а* в этиловом спирте расположены при $\lambda_{\text{погл}} = 431$ и 665 нм, а хлорофилла *b* при $\lambda_{\text{погл}} = 463$ и 649 нм; максимумы спектра флуоресценции – при $\lambda_{\phi\pi} = 674$ и 725 нм у хлорофилла *a* и при $\lambda_{\phi\pi} = 650$ и 710 нм – у хлорофилла *b*. Квантовые выходы флуоресценции составляют $\varphi = 0,30$ и $\varphi = 0,15$, а длительность ее затухания $\tau = 6,1$ нс и $\tau = 2,9$ нс, соответственно.

Многокомпонентный состав исследуемых лекарств подтверждается данными флуоресцентного анализа: наблюдается зависимость положения спектра флуоресценции и длительности ее затухания от длины волны возбуждения, и соответственно, положения спектра возбуждения от длины волны регистрации флуоресценции. Вышесказанное иллюстрируется данными для настойки эвкалипта, представленными на рис. 2. Обращают на себя внимание заметные отличия спектра возбуждения флуоресценции от спектра поглощения препаратов, что обусловлено присутствием в их составе нефлуоресцирирующих (в красной области) компонент: эфирных масел, дубильных веществ, фенолоальдегидов, цинеолов и др.



Рис. 2. Спектры флуоресценции (*a*) и возбуждения флуоресценции (*б*) настойки эвкалипта: λ_{воз} = 445 (*1*), 415 нм (*2*); λ_{per} = 720 (*3*), 672 (*4*); 655 (5) нм

Еще более сложный компонентный состав характерен для медьсодержащих препаратов эвкалипта: галенофиллипта и хлорофиллипта. По данным тонкослойной хроматографии с последующим спектрально-флуоресцентным и абсорбционным анализом, в указанных лекарственных средствах среди молекул-флуорофоров преобладают медные аналоги хлорофилла, а также феофитинаты меди. Замещение ионов Mg⁺² ионами Cu⁺² в хлорофилле и образование феофитинатов меди объясняется технологией получения галенофиллипта и хлорофиллипта, предполагающей на одной из промежуточных стадий обработку экстракта эвкалипта раствором хлорида или сульфата меди, соответственно. Следует отметить, что переход от настойки эвкалипта к медьсодержащим препаратам хлорофилла сопровождается значительным снижением квантового выхода флуоресценции (от $\phi \approx 0,15$ до $\phi \approx 0,01$, $\lambda_{воз} = 607$ нм) и длительности ее затухания (от $\tau = 4,9$ нс до $\tau < 1,0$ нс, $\lambda_{воз} = 460$ нм).

Сопоставление фотохимической активности вышеуказанных хлорофилл-содержащих препаратов проводили, анализируя квантовый выход (γ_{Δ}) генерации ими синглетного кислорода с помощью созданного в Институте физики НАН Беларуси высокочувствительного лазерного флуорометра с наносекундным разрешением для ближнего ИК-диапазона [5], а также по эффективности сенсибилизированного фотолиза билирубина при воздействии лазерного излучения красной области спектра $\lambda = 632,8$ нм [6]. Проведенные исследования показали, что из лекарственных средств на основе эвкалипта наиболее высоким фотосенсибилизирующим действием обладает настойка эвкалипта ($\gamma_{\Delta} = 0,23$). При переходе к медьсодержащим препаратам эвкалипта наблюдается резкое падение эффективности генерации ${}^{1}O_{2}$: для галенофиллипта $\gamma_{\Delta} = 0,02$, хлорофиллипта (спиртовая форма) $\gamma_{\Delta} = 0,014$. Отметим, что снижение эффективности генерации синглетного кислорода при переходе к указанным медьсодержащим препаратам эвкалипта обусловлено встраиванием ионов меди в структуру макроцикла, что приводит к тушению триплетного состояния фотосенсибилизатора [7, 8].

Определенные перспективы в развитии метода АФДТ могут быть связаны с использованием в качестве фотосенсибилизаторов препаратов на основе зверобоя (диагиперона, настойки и масла зверобоя). Как известно, фотосенсибилизирующее действие указанных лекарственных средств позиционируется с присутствием в их составе гиперицина, характеризующегося высоким квантовым выходом генерации синглетного кислорода.

Спектры поглощения диагиперона и масла зверобоя представлены на рис. 3. Из рисунка видно, что спиртовая форма препарата кроме максимумов при $\lambda_{norn} = 551$ и 590 нм, присущих гиперицину, характеризуется наличием полосы поглощения с максимумом при $\lambda_{\text{погл}} = 664$ нм. Наиболее вероятно, что происхождение данной полосы обусловлено присутствием в диагипероне хлорофилла а и b. В пользу указанного предположения свидетельствуют данные спектров поглощения (рис. 4) двух фракций, выделенных из диагиперона с помощью тонкослойной хроматографии с последующим растворением пигментов в этаноле. Одна из фракций (гиперицин-содержащая, кривая 1) имеет максимумы в спектре поглощения при λ_{погл} = 548 и 591 нм, другая (хлорофилл-содержащая, кривая 2) – при λ_{погл} = 408, 504, 535, 607, 666 нм. Наличие нескольких типов хромофоров, поглощающих в видимой области спектра, в составе диагиперона подтверждается также и данными спектров флуоресценции и возбуждения флуоресценции препарата (рис. 5). Изменение длины волны возбуждения приводит к изменению вкладов гиперицина и хлорофилла в общую флуоресценцию настойки диагиперона, а соответственно – и к изменению положения максимумов спектра флуоресценции. Причем, если при возбуждении λ_{воз} = 630 нм в спектре флуоресценции диагиперона регистрируется только хлорофилловая компонента ($\lambda_{don} = 673$ нм), то при $\lambda_{BO3} = 580$ нм – преобладает гиперициновая составляющая ($\lambda_{\phi\pi}$ = 595 и 643 нм). И в том и другом случае $\phi \approx 0,17$ -0,20.



 $\lambda_{\text{bos}} = 417 (1), 470 (2), 532 (3), 545 (4), 580 (5), 630 \text{ hm} (6); \lambda_{\text{per}} = 690 (7), 620 \text{ hm} (8)$

Кинетика затухания флуоресценции диагиперона при $\lambda_{per} = 673$ нм ($\lambda_{возб} = 460$ нм) характеризуется достаточно длинным $\tau = 4,6$ нс. Отметим, что при указанных условиях возбуждения вклад во флуоресценцию вносят обе компоненты: хлорофилл и гиперицин, однако при $\lambda_{per} = 673$ нм преобладает первая составляющая. В этой связи представляют интерес данные о кинетике затухания флуоресценции фракций, хроматографически выделенных из диагиперона: для хлорофилловой компоненты $\tau = 5,2$ нс, для гиперициновой $\tau = 5,3$ нс. Отметим, что согласно литературным данным в этиловом спирте гиперицин характеризуется $\tau = 5,5$ нс, хлорофилл $a \tau = 6,1$ нс, хлорофилл $b \tau = 2,9$. Поэтому наиболее вероятно, что хлорофилловая составляющая диагиперона сформирована хлорофиллами a и b. Исследования эффективности генерации синглетного кислорода диагипероном при $\lambda_{воз6} = 532$ нм показали, что $\gamma_{\Delta} = 0,17$. Это значение сопоставимо с данными для настойки эвкалипта ($\gamma_{\Delta} = 0,23$).

Характерно, что в отличие от спиртовой формы масло зверобоя практически не содержит гиперициновой компоненты. В спектрах поглощения масла зверобоя (рис. 3, кривая 2) и флуоресценции отсутствуют полосы, которые относятся к гиперициновой составляющей.

Исследования показали, что лекарственные препараты на основе эвкалипта («Настойка эвкалипта», «Галенофиллипт», «Хлорофиллипт») и зверобоя («Диагиперон», «Настойка зверобоя», «Масло зверобоя») кроме известной способности оказывать темновое (в отсутствие света) антимикробное и антисептическое действие могут вызывать фотосенсибилизирующее действие и выступать в качестве фотодинамически активных препаратов для АФДТ. Фотосенсибилизирующее действие спиртовой настойки эвкалипта определяется присутствием в ее составе хлорофиллов а и b и характеризуется высокой эффективностью генерации синглетного кислорода (у_д = 0,23). Медные аналоги хлорофилла и феофитинаты меди, преобладающие в составе галенофиллипта и хлорофиллипта, характеризуются низкой фотохимической активностью: $\gamma_{\Delta} = 0.02$ и $\gamma_{\Delta} = 0.014$, соответственно. Фотодинамическое действие препаратов зверобоя (спиртовая форма) характеризуется $\gamma_{\Lambda} = 0,17$ и обусловлено хлорофилловой и гиперициновой компонентами, вклад которых в эффекты сенсибилизации определяется длиной волны воздействующего излучения. Наиболее перспективным для реализации метода АФДТ представляется использование в качестве фотосенсибилизаторов настойки эвкалипта и диагиперона, а в качестве источников излучения – сертифицированных терапевтических аппаратов на основе полупроводниковых лазеров с $\lambda = 670\pm 20$ нм (красная область спектра), а также светодиодов с $\lambda = 405 \pm 15$ нм (фиолетовая область спектра) и $\lambda = 450 \pm 15$ нм (синяя область спектра). Разработанные на базе полученных результатов технологии АФДТ утверждены Министерством здравоохранения Республики Беларусь [9].

Литература

1. Plavskii V. Yu., Mostovnikov V. A., Ryabtsev A. B. et all. Apparatus for low-level laser therapy: modern status and development trends // J. Opt. Technol. 2007. Vol. -74, No 4. - P. 246 - 257.

2. Pfarrherr A., Teuchner K., Leupold D., Hoffman P. Chlorophyll *b* in solution: fluorescence lifetimes, absorption and emission spectra as criteria of purity // J. Photochem. Photobiol.: B: Biol., 1991. - Vol. 9, No 1. - P. 35 - 41

3. Vladkova R. Chlorophyll *a* Self-assembly in Polar Solvent–Water Mixtures // Photochem. Photobiol. 2000. – Vol. 71, No 1. – P. 71 – 83

4. Moreira L.M., Lima A., Soares R.R.S. et all. Metallochlorophylls of Magnesium, Copper and Zinc: Evaluation of the Influence of the First Coordination Sphere on their Solvatochromism and Aggregation Properties // J. Braz. Chem. Soc. 2009. – Vol. 20, N_{2} 9. – 1653 – 1658.

5. Галиевский В.А., Сташевский А.С., Киселев В.В., Шабусов А.И., Бельков М.В., Джагаров Б.М. Лазерный флуорометр с наносекундным разрешением для ближнего ИКдиапазона // ПТЭ. – 2010. – Т. 107, № 4. – С. 109 –116.

6. Плавский В.Ю., Плавская Л.Г., Третьякова А.И. Курочкина А.Ю. Фотодинамическая активность лекарственных препаратов на основе экстрактов эвкалипта: материалы науч.-практ. конф. «Лазерная медицина XXI века», 9–10 июня 2009 г. Москва: ФГУ «Государственный научный центр лазерной медицины», 2009. С. 72.

7. Джагаров Б.М., Гуринович Г.П. Механизмы релаксационных процессов в молекулах хлорофилла и родственных соединений // Возбужденные молекулы. Кинетика превращений, Наука. – Ленинград, 1982. – С. 59 – 74.

8. Венедиктов Е.А., Кпасновский А.А. Эффективность генерации люминесценции синглетного молекулярного кислорода порфиринами // ЖПС. – 1982. – Т. 36, № 1. – С. 152 – 154.

9. Юдина Н.А., Плавский В.Ю., Курочкина А.Ю. Антимикробная фотодинамическая терапия болезней периодонта с использованием экстрактов лекарственных растений на основе хлорофилла (инструкция по применению). Министерство здравоохранения Республики Беларусь. Регистрационный №059-0510 от 16.07.2010, 6 с.

УДК535.37 + 535.34:541.14 Е.С. Воропай¹, А.П. Луговский², М.П. Самцов², К.Н. Каплевский¹, Л.С. Ляшенко¹

ТРИКАРБОЦИАНИНОВЫЕ КРАСИТЕЛИ – ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРЫ ДЛЯ ЛАЗЕРНО-ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ И ФОТОТЕРАПИИ

¹БГУ, проспект Независимости 4, 220030, Минск, Беларусь, voropay@bsu.by ²НИИ ПФП им. А.Н. Севченко БГУ, ул. Курчатова, 7, 220064, Минск, Беларусь, samtsov@bsu.by

Полиметиновые красители (ПК) являются перспективными фотосенсибилизаторами для фотохимиотерапии. В первую очередь это обусловлено наличием у ПК максимума поглощения в области наибольшей прозрачности биологических тканей. В работе приведены результаты исследований спектрально-люминесцентных свойств трикарбоцианинового красителя в опухолевых клетках HeLa и тканях животных in vivo в процессе сеанса фотохимиотерапии и после его завершения. Проведено сравнение степени повреждения опухоли при использовании источников света с разной длиной волны излучения.

В качестве объекта исследований использован симметричный трикарбоцианиновый краситель, который разработан и синтезирован в лаборатории спектроскопии НИИ прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко. Эксперименты in vivo проводились на беспородных белых крысах с перевитыми в области бедра опухолями следующих штаммов: саркома 45 (S-45), саркома М1 (SM-1), карциносаркома Уокера (W-256). Фотовоздействие осуществлялось излучением полупроводниковых лазеров с длинами волн 740 нм и 668 нм, а также светодиодом с длинной волны 780 нм. Исследования спектральных свойств красителя in vitro проводилось на культуре опухолевых клеток HeLa. Спектры флуоресценции фотосенсибилизаторов in vivo регистрировались с помощью специально разработанного компактного спектрометрического комплекса.

В результате исследований спектров флуоресценции фотосенсибилизатора in vivo установлено, что с течением времени после внутривенного его введения форма и положение спектров красителя в опухолевых и в здоровых мышечных тканях изменяются. Происходит увеличение полуширины и длинноволновое смещение спектра флуоресценции ПК в опухоли и в бедре. Наблюдаемые изменения спектров развиваются в течение 40 - 100 минут после введения препарата, при этом интенсивность флуоресценции красителя в тканях уменьшается в несколько раз и примерно на порядок уменьшается концентрация красителя в крови животных. На основании полученных данных можно заключить, что в течение первого часа после введения фотосенсибилизатор преимущественно локализован крови, В а затем перераспределяется по тканям. В результате такого перераспределения изменяется микроокружение красителя, которое и вызывает наблюдаемые изменения в положении и форме спектров его флуоресценции.

Для выяснения природы окружения молекул красителя в опухолевой ткани животного in vivo проведено сравнение спектральных свойств ПК в ряде сред. Совпадение максимумов полос поглощения в образце ткани печени животного и в культуре раковых клеток HeLa свидетельствует о близком по полярности окружении молекул красителя в этих системах. Спектры флуоресценции красителя в освобожденных от крови образцах ткани животного совпадают по положению максимума с его спектрами в культуре опухолевых клеток HeLa. При этом спектр флуоресценции красителя в опухолевых тканях in vivo имеет меньшую полуширину, чем в клетках HeLa и в освобожденных от крови образцах ткани. Для выяснения причин таких различий, следует учитывать, что на форму и положение спектра флуоресценции регистрируемого in vivo, способны оказывать влияние поглощающие в области флуоресценции ПК эндогенные биомолекулы, в частности гемоглобин. В наиболее значительной мере в полосе флуоресценции красителя изменяется поглощение различных форм гемоглобина: окси-, дезокси- и метгемоглобина (HbO2 Hb и MetHb). Для расчета влияния поглощения этих компонент биологических тканей на форму регистрируемого спектра флуоресценции, была использована теоретическая модель позволяющая учесть эффект фильтра, обусловленного поглощением крови.

Путем вариации процентного соотношения содержания Hb, HbO₂ и MetHb проведен численный расчет спектра флуоресценции красителя in vivo с учетом поглощения компонент крови. Оптимальное совпадение рассчитанного и экспериментального спектров получено при концентрации оксигемоглобина более 85% и концентрации дезоксигемоглобина около 14% от общей концентрации гемоглобина, концентрация метгемоглобина не превышала 1%. Такое соотношение окси-, дезокси- и метгемоглобина согласуется с литературными данными возможных концентраций различных форм гемоглобина в тканях in vivo [1]. На основании этих данных сделано заключение, что уменьшение полуширины спектра флуоресценции красителя in vivo по сравнению со спектром в культуре раковых клеток HeLa и в освобожденных от крови образцах опухолевой ткани обусловлено поглощением эндогенных биомолекул. Полученные спектральные данные позволяет заключить, что in vivo молекулы красителя локализованы в области с низкой диэлектрической проницаемостью среды и, как в условиях in vitro, молекулы ПК находятся преимущественно в состоянии контактных ионных пар.

Проведены исследования спектрально-люминесцентных свойств полиметинового красителя в тканях in vivo в процессе проведения сеанса фотохимиотерапии (энергетическая экспозиционная доза 280 Дж/см²) и в течение двух часов после окончания. Оказалось, что по окончании фотовоздействия в облучаемом участке опухоли наблюдается падение

232

интенсивности флуоресценции, увеличение полуширины спектра красителя и коротковолновое смещение максимума. Наблюдаемая деформация спектров флуоресценции красителя в процессе фотовоздействия, может быть обусловлена изменением оптических свойств биологической среды либо спектрально-люминесцентных свойств красителя. Описанные выше изменения флуоресценции красителя в результате светового воздействия проявляется только в тканях in vivo. Величина деформации спектра флуоресценции в облучённом участке опухоли после фотохимиотерапии коррелирует с эффективностью повреждения опухолевой ткани. Следовательно, наблюдаемые в процессе фотовоздействия спектральные изменения связаны с изменением оптических свойств биологической среды.

Выше было показано, что на форму зарегистрированного с поверхности тела спектра флуоресценции ПК in vivo оказывает влияние поглощение компонент крови, в частности гемоглобина. При этом в процессе сеанса фотохимиотерапии в опухолевой ткани изменяется концентраций форм гемоглобина соотношение различных уменьшается доля оксигемоглобина. Оптимальное совпадение экспериментального и теоретического спектра флуоресценции красителя в облучённом участке опухоли in vivo наблюдается при значительном повышении концентрации метгемоглобина в опухолевой ткани в результате фотовоздействия. На основании результатов, полученных численным методом, деформация спектра после фотовоздействия в обученной части опухоли обусловлена повышением концентрации метгемоглобина до 50% от общей концентрации гемоглобина в крови, остальные 50% приходится на оксигемоглобин (около 30%) и дезоксигемоглобин (около 20%). Таким образом, основной причиной деформации спектра флуоресценции В результате фотохимиотерапии является изменение соотношения форм гемоглобина в опухолевой ткани.

Проведено исследование влияния длины волны источника излучения на эффективность фотохимиотерапии. Для создания одинаковой скорости расходования кислорода в процессе фотовоздействия были выполнены условия по обеспечению одинакового количества поглощенных квантов света в единицу времени на каждой из использованных длин волн фотовоздействия. Для этого по спектру поглощения полиметинового красителя в клетках HeLa определено во сколько раз интенсивность поглощения на длине волны 668 и 780 нм меньше, чем на 740 нм, при этом учитывалась так же энергия фотонов для разных длин волн. Для выполнения условия одинакового числа поглощенных квантов света в единицу времени для лазера на 668 нм была использована в 2,8 раза, а для диода с длиной волны 780 нм использована в 2,3 раза большая плотность мощности излучения, по сравнению с лазером на 740 нм.

Для выяснения справедливости действий такого рода проведены исследования влияния плотности мощности падающего света на выживаемость клеток HeLa для каждой длины волны.

Полученные данные свидетельствуют о том, что эффективность фотоактивации гибели раковых клеток при обеспечении одинакового количества поглощенных квантов света в единицу времени на всех трёх длинах волн света одинакова.

В результате проведенных исследований получено, что средняя глубина повреждения перевиваемых опухолей саркома M-1 крыс при воздействии светом с длиной волны 780 нм в 1,5 раза больше по сравнению с длиной волны 740 нм и в 3 раза больше по сравнению с фотовоздействием с длиной волны 668 нм. Следовательно, в исследованном спектральном диапазоне наблюдается рост глубины повреждения опухолевых тканей при увеличении длины волны источника излучения. Отношение средних глубин некрозов для обоих исследованных штаммов опухолей PC-1 и M-1 для источника света с 740 нм и 668 нм (1,46 и 1,5 раз) практически совпадают. Следует учитывать, что такое соответствие значений наблюдается для отличающихся между собой по скорости роста, устройству микроциркуляторного русла, гистологическому строению штаммов PC-1 и M-1, при отличии в 2,5 раза концентрациях фотосенсибилизатора, и при разных плотностях мощности использованных лазеров. Наблюдаемая закономерность увеличения глубины некроза для источника света с длиной волны 740 нм в сравнении с источником 668 нм согласуется с ростом пропускания света тканями (увеличением глубины проникновения) при переходе к ближнему ИК диапазону спектра. По литературным данным [2], из рассчитанного спектра действия лазерного излучения на способность к фотодиссоциации оксигемоглобина следует, что для длины волны 780 нм эффективность фотодиссоциации комплексов гемоглобина в кровеносных сосудах почти в три раза выше, чем для 740 нм и более чем в 10 раз выше, чем для длины волны 668 нм. Таким образом, наибольшая глубина повреждения опухоли для источников с длиной волны 780 нм определяются, как большим пропусканием тканей на этой длине волны, так и более высокой эффективностью фотодиссоциации комплексов гемоглобина в кровеносных сосудах.

Установлено, что in vivo молекулы красителя локализованы в области с низкой диэлектрической проницаемостью среды и, как в условиях in vitro, находятся преимущественно в состоянии контактных ионных пар. Показано, что основной причиной деформации спектра флуоресценции в процессе сеанса фотохимиотерапии является изменение соотношения форм гемоглобина в крови. Установлено, что in vivo степень повреждения опухолевых узлов возрастает с увеличением длины волны возбуждающего света. Отличия в глубине повреждения опухоли для источников с различными длинами волн связаны как с различием в пропускании тканей, так и с различной эффективностью фотодиссоциации гемоглобина.

Литература:

1. С.А. Куценко. Основы токсикологии, Санкт-Петербург: Фолиант (2004)

2. М.М. Асимов, Р.М. Асимов, А.Н. Рубинов, С.А. Мамилов, Ю.С. Плаксий, С.С. Есьман. Лазерно-индуцированная оксигенация тканей и стимулирование аэробного метаболизма клеток. Препринт: №746 Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Б, (2008) 1 – 34 УДК 535.37

М.В. Бельков¹, Г.А. Ксендзова², Т.Ф. Райченок¹, И.В. Скорняков¹, В.Л. Сорокин², Г.Б. Толсторожев¹, О.И. Шадыро²

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПРОИЗВОДНЫХ АМИНОФЕНОЛОВ В ВЫЯВЛЕНИИ СОЕДИНЕНИЙ С ВЫСОКОЙ ФАРМАКОЛОГИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТЬЮ

¹Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь, gbt@imaph.bas-net.by ² Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Некоторые из производных аминофенолов (АФ), проявили высокую эффективность как противовирусные средства в отношении вирусов простого герпеса и гриппа А [1]. Предполагается, что фармакологические свойства связаны с воздействием АФ на свободнорадикальные процессы в инфицированных биосистемах. Методами ИК спектроскопии установлено, что антиоксидантные свойства таких АФ усиливаются, когда гидроксильные группы в молекулах находятся в свободном состоянии, и снижаются при образовании различных типов внутримолекулярных водородных связей (ВВС) [2]. Однако однозначная связь между образованием ВВС в АФ и их противовирусной активностью пока не выявлена.

Спектрально-люминесцентными методами и методами ИК Фурье-спектроскопии в данной работе изучены растворы шести близких по строению и в тоже время разных по противовирусной активности АФ:



Как показали эксперименты на клеточных культурах, наиболее эффективным соединением является АФ II, у которого к аминогруппе присоединено второе бензольное

кольцо. Соединения $A\Phi$ III и $A\Phi$ IV, содержащие метильную и метокси-группу в *n*-положении фенильного заместителя, сохраняют активность, тогда как введение в *n*-положение атома Br ($A\Phi$ V) резко снижает противовирусные свойства. Соединения $A\Phi$ I, у которого нет второго бензольного кольца, и $A\Phi$ VI, у которого атом водорода и бензольное кольцо в аминогруппе заменены метильными группами, практически неактивны.

Измерены спектры поглощения, люминесценции и квантовые выходы флуоресценции АФ в инертных и полярных растворителях. Люминесценция АФ исследовалась на спектрометре HORIBA JOBIN YVON при возбуждении излучением светодиодов с $\lambda_{exc} = 280$ и 340 нм в диапазоне времен от 10^{-10} до 10^{-1} с. Квантовый ход флуоресценции АФ составляет 10^{-3} – 10^{-4} , длительность свечения $10^{-9} - 10^{-10}$ с.

На рис. 1 и 2 приведены спектры поглощения, возбуждения и флуоресценции фармакологически неактивного АФ I и высоко активного соединения АФ II.





Рис. 1. АФ I в этаноле. 1– спектр поглощения, 2– спектр возбуждения $\lambda_{em} = 345$ нм, 3– спектр флуоресценции $\lambda_{ex} = 280$ нм



Из рис. 1 следует, спектр флуоресценции неактивного АФ I в этаноле (кривая 3) имеет максимум при $\lambda_{max} = 340$ нм. Спектр флуоресценции противовирусно активного АФ II в этаноле с максимумом при $\lambda_{max} = 375$ нм (рис. 2, кривая 3) смещен в длинноволновую сторону по отношению спектра флуоресценции АФ I. Длинноволновая полоса спектра возбуждения флуоресценции обоих соединений АФ I (рис. 1, кривая 2) и АФ II (рис. 2, кривая 2) совпадает с длинноволновой полосой спектра поглощения (рис. 1 и 2, кривая 1). Это является важным признаком, что за поглощение и люминесценцию ответственными являются одни и те же центры.

ИК спектры растворов $A\Phi$ в нейтральных растворителях регистрировались ИК Фурьеспектрометром NEXUS при спектральном разрешении 2 см⁻¹ и усреднением 256 сканирований.

На рис. 3, 4 и 5 приведены ИК спектры 10⁻³ М растворов АФ в CCl₄.

В ИК спектре АФ I (рис. 3) наблюдается полосы поглощения (ПП) колебаний свободных ОН-групп с $v_{max} = 3648 \text{ cm}^{-1}$ (кривая *I*) и свободных аминогрупп с $v_{max} = 3483$ и 3403 см⁻¹ (кривая *2*). ПП с $v_{max} = 3483 \text{ cm}^{-1}$ обусловлена асимметричными, а полоса с $v_{max} = 3403 \text{ cm}^{-1}$ – симметричными колебаниями связей N–H. Помимо ПП свободных ОН- и NH-групп в спектре раствора АФ I наблюдаются полосы колебаний ассоциированных ОН- и NH-групп. Связанным колебаниям О–H в спектре АФ I соответствует полоса с $v_{max} = 3433 \text{ cm}^{-1}$ (кривая 2), связанным колебаниям N–H – ПП с $v_{max}=3329 \text{ cm}^{-1}$ (кривые *I* и *2*). ПП связанных колебаний О–H и N–H обусловлены наличием в АФ I внутримолекулярных водородных связей (BBC) типа О–H…N и N–H…O, что определяется свойствами группы OH быть донором протона или акцептором [3].



Рис. 3. ИК спектр раствора $A\Phi$ I в CCl₄ (1) и результат разложения этого спектра по методу Фурье-деконволюции на составляющие (2) в области валентных колебаний O–H и N–H





Рис. 4. ИК спектры растворов в CCl₄ AФ II (*1*) и AФ VI (*2*) в области валентных колебаний О–Н и N–Н

Рис. 5. Инфракрасные спектры растворов в $CCl_4 A\Phi III (1)$, $A\Phi IV (2)$ и $A\Phi V (3)$ в области валентных колебаний О–Н и N–Н

В ИК спектрах АФ II–VI (рис. 4 и 5) полоса колебаний свободных ОН-групп отсутствует. В спектрах наблюдается одна широкая ПП связанных колебаний О–Н. В спектре высокоактивного соединения АФ II (рис. 4, кривая *1*) зарегистрирована ПП с $v_{max} = 3424$ см⁻¹. В спектрах активных соединений АФ III и АФ IV (рис. 5) наблюдается полоса колебаний О–H с $v_{max} = 3401$ см⁻¹ в спектре АФ III (кривая *1*), и $v_{max} = 3411$ см⁻¹ в спектре АФ IV (кривая *2*). В спектре малоактивного соединения AФ V присутствует ПП с $v_{max} = 3436 \text{ сm}^{-1}$ (рис. 5, кривая 3). В спектре неактивного AФ VI имеется полоса с $v_{max} = 3274 \text{ сm}^{-1}$ (рис. 4, кривая 2). Отсутствие заметного поглощения в области колебаний свободных OH-групп свидетельствует о том, что в AФ II–VI все без исключения группы OH задействованы в образование BBC только одного типа O–H…N [2]. Наиболее сильная BBC типа O–H…N выявлена для неактивного соединения AΦ VI, о чем свидетельствует в спектре смещение ПП колебаний O–H до $v_{max} = 3274 \text{ сm}^{-1}$. Слабая по силе водородная связь типа O–H…N наблюдаются в малоактивном соединении AΦ V, в спектре которого присутствует полоса колебаний O–H с $v_{max} = 3436 \text{ сm}^{-1}$. В спектрах противовирусно активных AΦ максимум ПП связанных колебаний O–H находится в узком интервале 3424–3401 см⁻¹.

Таким образом, при проявлении высокой противовирусной активности для соединений АФ характерно смещение в длинноволновую сторону спектра флуоресценции, а также наличие в молекулах BBC типа O–H…N с конкретной силой взаимодействия между атомом азота и протоном гидроксильной группы. При выполнении этих условий молекулы АФ способны целенаправленно воздействовать на протекание свободнорадикальных процессов в инфицированных биосистемах, подавляя размножение вирусов герпеса без отрицательного воздействия на культуру клеток.

Показана перспективность лазерно-оптических методов в выявлении взаимосвязи "структура – оптические свойства – фармакологическая функция" аминофенолов. Установлено, что для проявления высокой противовирусной активности в отношении вируса герпеса простого необходимо введение в структуру аминофенолов заместителей, которые способствуют образованию водородной связи О–Н…N с заданной силой взаимодействия между протоном OH-группы и атомом N в аминогруппе.

Литература

1. Shadyro O.I., Ksendzova G.A., Polozov G.I., Sorokin V.L., Boreko E.I., Savinova O.V., Dubovik B.V., Bizunok N.A. Synthesis and study of antiviral and anti-radical properties of aminophenol derivatives//Bioorganic & Medicinal Chemistry Letters -2008 - V.18, -N 27. - P.2420-2423

2. Бельков М.В., Ксендзова Г.А., Кузовков П.В., Полозов Г.И., Скорняков И.В., Сорокин В.Л.. Толсторожев Г.Б., Шадыро О.И. Внутримолекулярные водородные связи и антиоксидантная активность аминофенолов//ЖПС – 2007. – Т.74, – № 5. – С.573–578

3. Базыль О.К., Артюхов В.Я., Майер Г.В., Райченок Т.Ф., Скорняков И.В., Толсторожев Г.Б. Шадыро О.И., Сорокин В.Л., Ксендзова Г.А. Электронная структура, спектральнолюминесцентные и протоноакцепторные свойства биологически активных аминофенолов//Оптика и спектр. – 2009. – Т.107, – №4. – С.596–606 А.А. Рыжевич¹, С.В. Солоневич¹, Т.А. Железнякова², М.М. Кугейко², А.М. Лисенкова²

МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С БИОТКАНЬЮ ПРИ НАЛИЧИИ НЕРАВНОВЕСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

¹Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь a.ryzhevich@dragon.bas-net.by ²Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь zhelez@bsu.by

В некоторых литературных источниках отмечается, что эффективность облучения импульсным излучением выше, чем непрерывным [1, 2]. В [3] предложена модель взаимодействия лазерного излучения с биотканью, которая базируется на том, что воздействие лазерного излучения приводит к неоднородности температурного поля в биотканях вследствие неравномерного распределения поглощающих центров (белков, ионов в растворе и т. п.), а температурная неравновесность при определенных условиях может приводить к появлению дополнительного осмотического давления на клеточные мембраны, что в свою очередь может вызывать их деформацию, из-за которой происходят изменения обменных процессов в клетках и тканях. В [3] не учтено изменение объема жидкости при нагревании структурных элементов биоткани, поглощающих оптическое излучение. Представляется целесообразным рассмотрение модели взаимодействия монохроматического оптического излучения и биоткани, основанной на явлении изменения объема структурных элементов биоткани, пригодной также для случаев, когда используемое излучение является модулированным по интенсивности.

В настоящее время для описания биофизических процессов в большинстве биотканей принята предложенная в 1972 г. Синджером и Николсоном жидкомозаичная модель мембраны, в основе которой лежит липидная бислойная мембрана, представляющая собой двумерный растворитель, в который погружены белки [4, с. 14]). Несмотря на белковый каркас, мембраны являются подвижными структурами. Рассмотрим с точки зрения термодинамики процессы, происходящие при облучении биоткани лазерным излучением. В начальный момент облучения некоторая часть излучения начинает поглощаться. Поскольку коэффициент поглощения излучения у структурных элементов биоткани, в частности клеток, существенно больше (например, на $10^3 \div 10^4$ см⁻¹ для излучения с длиной волны λ =632 нм [3]), чем у жидкости, заполняющей промежутки между ними, большая часть энергии поглощается именно структурными элементами биоткани. За счет теплоотдачи часть энергии уходит в окружающие промежутки, однако при облучении температура структурных элементов в облучаемой области ткани обязательно увеличивается. Нагревание жидкости внутри структурных элементов

приводит к увеличение ее объема и, как следствие, к сдвигу наружу липидов бислойной мембраны, которому противодействуют сила поверхностного натяжения на выдвигающихся липидных головках и сила жидкого трения, возникающая во время движения липида, величина которой прямо пропорциональна скорости выдвижения липидов. Сила поверхностного натяжения на несколько порядков меньше силы упругости расширяющейся за счет нагревания жидкости, поэтому воспрепятствовать выдвижению она не может, однако из-за ее существования в первую очередь выдвигаются те области билипидной мембраны, где сила поверхностного натяжения меньше. Поскольку сила поверхностного натяжения прямо пропорциональна периметру выдвигаемой области, наиболее предпочтительно выдвижение не отдельных липидов, а их объединений (кластеров), размеры которых задаются белковым цитоскелетом. Кластер может объединять от нескольких десятков до нескольких тысяч липидов, причем наиболее энергетически выгодно выдвижение больших по размеру кластеров. При выдвижении подвижного элемента, т. е. одиночного липида или кластера липидов, периметр выдвигаемой области не изменяется и поэтому сила поверхностного натяжения также остается без изменения до выдвижения липида или липидного кластера на величину гидрофильной головки. Сила поверхностного натяжения для следующих за головками гидрофобных хвостов значительно больше, чем для гидрофильных головок, поэтому, если происходит дальнейшее увеличение объема жидкости, начинается выдвижение другого подвижного элемента. При остывании жидкости внутри структурных элементов биоткани после прекращения воздействия лазерного излучения происходит обратный процесс. Первыми возвращаются в прежнее положение подвижные элементы, на которые действует бо́льшая сила поверхностного натяжения, в данном случае уже являющаяся возвращающей. При воздействии на биоткань излучения с постоянной интенсивностью происходит один цикл нагрев-остывание, т. е. подвижный элемент начинает выдвигаться после начала облучения и начинает возвращаться в исходное положение после прекращения облучения. Поскольку лазерофорез представляет собой проникновение молекул препарата внутрь ткани, то есть основания считать, что чем большее количество подвижных элементов выдвинется на как можно большее расстояние в результате воздействия лазерного излучения и чем больше таких изменений конфигурации мембраны будет происходить в единицу времени, тем больше будет проницаемость мембраны и соответственно выше эффективность лазерофореза. Таким образом, воздействие лазерного излучения даже в терапевтических, т. е. сравнительно небольших, дозах приводит к увеличению проницаемости билипидных мембран из-за сдвига липидов или их кластеров.

Рассмотрим взаимосвязь между интенсивностью лазерного излучения и изменением температуры от времени, так как изменение объема структурного элемента происходит за счет

выдвинувшихся подвижных элементов, а при увеличении их количества растет эффективность лазерофореза.

При воздействии непрерывного лазерного излучения происходит однократное смещение участков билипидных мембран. Изменение первоначального объема составляет

$$\Delta V(t, z) = \beta_{\rm T} V_0 \Delta T(t, z), \tag{1}$$

где $\beta_{\rm T}$ – термический коэффициент объемного расширения вещества; V_0 – первоначальный объем некоторой замкнутой области; $\Delta T(t, z)$ – изменение температуры.

При облучении рассматриваемого участка в течение времени t излучением с длиной волны λ и нтенсивностью I(t, z) при наличии оттока тепла из нагретой области (т. е. из области структурного элемента) величина отклонения температуры от первоначального значения в момент времени t на расстоянии z от поверхности биоткани описывается следующим дифференциальным уравнением:

$$\Delta T(t, z)'_t = bI(t, z) - \Delta T(t, z) / \tau, \qquad (2)$$

где $b = \Delta \alpha(\lambda) / (\rho c)$; $\Delta \alpha(\lambda) = \alpha_1(\lambda) - \alpha_2(\lambda)$; $\alpha_1(\lambda)$ и $\alpha_2(\lambda)$ – коэффициенты поглощения среды на длине волны λ для областей 1 (структурного элемента) и 2 (жидкости, окружающей структурный элемент) соответственно; ρ , c – плотность и удельная теплоемкость среды в структурном элементе; $\tau = L^2 / \chi$ – характерное время температурной релаксации структурного элемента; L – линейный размер структурного элемента; $\chi = \kappa / (\rho c)$ – коэффициент температуропроводности биоткани; κ – коэффициент теплопроводности биоткани.

Для случая, когда I(t, z) = I(z) и в начальный момент времени $(t = 0) \Delta T(0, z) = 0$, решение уравнения (2) выглядит следующим образом:

$$\Delta T(t, z) = bI(z)\tau(1 - \exp(-t/\tau)). \tag{3}$$

Из (3) для случая облучения биоткани непрерывным лазерным излучением с постоянной интенсивностью для достаточно большого времени облучения ($t = \infty$) получаем предельно возможное изменение температуры $\Delta T_{\text{lim}}(z) = bI(z)\tau$. После прекращения облучения происходит постепенное охлаждение структурного элемента.

При воздействии амплитудно-модулированного в виде прямоугольных импульсов лазерного излучения в мембранах происходит периодическое смещение кластеров липидов и возвращение их в положение, близкое к первоначальному.

$$\Delta T(t, z) = bI(z)\tau(1 - \exp(-t/\tau)), 0 \le t \le t_{puls}$$
 (во время облучения),

 $\Delta T(t_{puls}, z) = bI(z)\tau(1 - \exp(-t_{puls}/\tau)), t = t_{puls}$ (сразу после прекращения облучения),

$$\Delta T(t, z) = bI(z)\tau(\exp(t_{puls}/\tau) - 1) \exp(-t/\tau), t_{puls} \le t \le t_{per} \text{ (во время паузы)}, \tag{4}$$

где *t_{puls}* – длительность импульса; *t_{paus}* – длительность паузы; *t_{per}=t_{puls}+t_{paus}* – период пульсации.

Как видно из (4), динамика изменения температуры, а, следовательно, и объема структурного элемента зависит от характерного времени его температурной релаксации τ , и от разницы в значениях коэффициентов поглощения среды структурного элемента и жидкости, его окружающей.

$$d(\Delta T(t, z))/dt = bI(z)\exp(-t/\tau).$$
(5)

Существует диапазон оптимальных частот пульсации интенсивности, определяемый параметром температурной релаксации т структурных элементов биоткани, который зависит, прежде всего, от их размеров. Как длительность импульсов, так и длительность пауз между ними должны находиться в диапазоне от 4 до 20 т [5]. Экспериментальное сравнение эффективности введения препарата в биоткань при непрерывном и импульсном режимах работы излучателя на оптимальной для данного типа биоткани длине волны излучения (780 нм) методом люминесцентной микроскопии показало, что при одинаковых терапевтических дозах и времени процедуры лазерофореза до 10 минут эффективность лазерофореза импульсномодулированным по интенсивности излучением может превышать эффективность лазерофореза излучением постоянной интенсивности в 1,16 раза по глубине и в 1,13 раза по общему количеству введенного препарата [5].

Предложена модель взаимодействия монохроматического оптического излучения и биоткани, основанная на явлении изменения объема структурных элементов биоткани за счет неравновесного поглощения излучения, пригодная для случаев, когда излучение модулировано по интенсивности. Рассчитан оптимальный диапазон длительностей импульсов интенсивности и пауз между ними, зависящий от микропараметров биоткани.

Литература

1. Шидова А. В. Сравнительная оценка воздействия низкоинтенсивного импульсного и непрерывного лазерного излучения красного и инфракрасного диапазонов спектра на микроциркуляцию в комплексной терапии хронического пародонтита: автореф. дис. ... канд. мед. наук : 14.00.21 / ФГУ «Центральный научно-исследовательский институт стоматологии Росздрава». – Москва, 2007. – 27 с.

2. Барулин Н.В., Шалак М.В., Плавский В.Ю. Влияние лазерного излучения инфракрасной области спектра на токсикоустойчивость молоди осетровых рыб // Вес. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. аграрн. навук. 2009. – №1. – С. 81–85.

3. Воронина О.Ю., Каплан М.А., Степанов В.А. Нерезонансный механизм биостимулирующего действия низкоинтенсивного лазерного излучения. – Обнинск, 1990. – 26 с. – (Препринт / Физико-энергетический институт. – Обнинск; ФЭИ-2094)

4. Антонов В.Ф., Черныш А.М., Пасечник В.И. и др. Биофизика: Учеб. для студ. высш. учеб. заведений. – М.: Гуманит. изд. центр ВЛАДОС, 1999. – 288 с.

5. Железнякова Т.А., Солоневич С. В. Исследование закономерностей процесса введения лекарственных средств в организм под действием лазерных полей различных типов (Отчет о НИР № ГР 20081451) [Электронный ресурс] / Белорус. гос. ун-т. – Минск, 2010. – 171 с.: 128 рис. – Рус. – Деп. в ГУ «БелИСА» 05.07.2010 г., № Д201024.

А.А. Рыжевич¹, С.В. Солоневич¹, Т.А. Железнякова²

ЛАЗЕРОФОРЕЗ: СОСТОЯНИЕ ДЕЛ И ПЕРСПЕКТИВЫ

¹Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь a.ryzhevich@dragon.bas-net.by ²Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь zhelez@bsu.by

Лазерофорез представляет собой способ введения лекарственных препаратов (ЛП) в организм, и суть его заключается в одновременном применении низкоинтенсивного лазерного излучения (НИЛИ) и ЛП. В таблице представлены статистические данные о заболеваемости населения Беларуси в 2008 г. по группам болезней [1], а также наша оценка целесообразности применения лазерофореза для лечения этих заболеваний.

Группа болезней	Кол-во случаев	Оценочная	Кол-во
r J	с впервые	применимость	случаев. гле
	установленным	лазерофореза,	применим
	диагнозом	%	лазерофорез
инфекционные и паразитарные	222.422	0	
болезни	338420	0	0
новообразования	99359	30	29808
болезни крови и кроветворных	22022	0	0
органов	23833	0	0
болезни эндокринной системы	78772	0	0
психические расстройства	160842	0	0
болезни нервной системы	62673	1	627
болезни глаза и его придаточного	207261	2	5049
аппарата	29/301	2	3940
болезни уха и сосцевидного отростка	218618	0	0
болезни системы кровообращения	312621	1	3127
болезни органов дыхания	4081431	3	122443
болезни органов пищеварения	270565	1	2706
болезни кожи и подкожной клетчатки	424780	70	297346
болезни костно-мышечной системы и соединительной ткани	446332	12	53560
болезни мочеполовой системы	314212	7	21995
врожденные аномалии	11822	0	0
отклонения от нормы, не			
классифицированные в других	42127	0	0
рубриках			
травмы, отравления и другие	706501	5	20227
последствия внешних воздействий	/80321	5	39327
Всего человек	8120337		547079

Заболеваемость населения по группам болезней в 2008 г.

По нашей оценке получается, что только в Беларуси можно применять лазерофорез для эффективного введения лекарственных средств в очаг(и) поражения примерно в полумиллионе случаев в год. Таким образом, лазерофорез может очень широко использоваться в медицине, даже без учета ветеринарии. Тем не менее, в настоящее время в нашей республике и ближнем зарубежье в клинических условиях он применяется бессистемно и эпизодически. В БГУ и Институте физики НАН Беларуси сделаны определенные шаги на пути к внедрению лазерофореза в повседневную медицинскую практику. В процессе выполнения проекта БРФФИ № Ф08М-059 получен ряд результатов, имеющих большую практическую значимость при исследовании процесса лазерофореза и его применении [2].

Закономерности введения лекарственных препаратов (ЛП) под действием НИЛИ изучены мало. Чаще всего в литературе приводятся результаты проведения традиционного лечения совместно с лазерной терапией с указанием параметров излучения. Удобнее всего изучать закономерности процесса лазерофореза экспериментально, подвергая воздействию излучения лазерных диодов (ЛД) образцы различных биологических тканей, вводя в них посредством излучения медицинские препараты, для чего следует создать специальную оптическую схему, позволяющую позиционировать в зоне облучения ЛД образцы биологической ткани [2, 3]. Нами специально изучены эксплуатационные характеристики некоторых подходящих для целей лазерофореза по мощности и длине волны ЛД и свойства генерируемого ими излучения, в частности распределения интенсивности в световых пучках и их расходимости, а также мощностные характеристики ЛД в различных температурных условиях [2, 4]. Произведено обоснование выбора дозы облучения биоткани при проведении процедуры лазерофореза; разработана методика подбора соответствующих рабочих режимов для различных лазерных Разработана и создана установка с вертикальной геометрией источников. для экспериментального исследования процесса лазерофореза. Отработана методика подготовки образцов мышечной и жировой ткани для исследования процесса лазерофореза [2, 4, 5]. Изготовлены специальные устройства, инструментарий и отработан ряд методик для проведения экспериментальных исследований (иммобилизация, подготовка кожных покровов, нанесение препарата, облучение) с 4 группами экспериментальных животных (белых мышей), включая обеспечение условий их долговременного содержания. Под условиями подразумевается наличие как минимум 4 боксов для размещения групп подопытных животных, а также своевременное обеспечение их кормом и водой. Температура в боксах в любое время года не должна быть ниже 18 °C при наличии приточной и вытяжной вентиляции. Предложена и реализована оригинальная конструкция боксов, пригодная и удобная для долговременного использования [2]. Подопытных животных необходимо обездвиживать на время облучения без применения наркоза, т. к. наркоз существенно влияет на обменные процессы организма. Наиболее приемлемым способом решения данной проблемы явилось создание механического устройства для фиксации животных [2], не травмирующего их.

В настоящее время существует большое количество всевозможных лекарственных препаратов самых различных назначений, которые могут вводиться в организм несколькими способами. Для лазерофореза, конечно же, подходят далеко не все производящиеся препараты. Определены критерии выбора имеющихся лекарственных препаратов для лазерофореза с точки зрения активного вещества, вида основы и формы препарата, а также намечены пути создания новых форм лекарственных препаратов, пригодных для лазерофореза. Для непосредственного применения конкретных препаратов нужно точно знать закономерности изменения их агрегатного состояния при различных температурах и в течение времени, так как, например, излишняя текучесть или, наоборот, жесткость основы препарата могут воспрепятствовать его применению для лазерофореза. Помимо этого, применительно к лазерофорезу важное значение имеет такая характеристика препарата, как коэффициент пропускания им лазерного излучения определенных длин волн в зависимости от толщины и температуры слоя лекарства. С медицинской точки зрения необходимо знать, какое количество активного вещества может быть введено в организм, поэтому была разработана методика дозировки конкретных лекарственных препаратов для лазерофореза с учетом их физических и оптических характеристик. Определены критерии выбора лекарственных препаратов для лазерофореза с точки зрения активного вещества, вида основы и формы препарата; определены зависимости агрегатного состояния выбранных лекарственных препаратов от температуры и от времени нахождения на открытом воздухе. Предложена и отработана методика дозированного нанесения на биологическую ткань лекарственных препаратов на гидрофильной и гидрофобной основах с использованием стеклянной подложки; разработаны И изготовлены термостатируемые шпатели-дозаторы для нанесения слоя препарата фиксированной и регулируемой толщины [2].

Исследованы наиболее важные применительно к лазерофорезу оптические характеристики образцов препаратов: пропускание лазерного излучения препаратами на гидрофильной и гидрофобной основах в зависимости от температуры и толщины слоя; спектры пропускания, поглощения, люминесценции и возбуждения некоторых препаратов; показана целесообразность и принципиальная возможность их использования для лазерофореза, начато изучение динамики проникновения лекарственных препаратов внутрь ткани [2, 6].

Установлена целесообразность дальнейших исследований, направленных на отработку наиболее эффективных параметров лазерного излучения и режимов лазерофореза для различных тканей и лекарственных препаратов [4, 5], а также разработку специализированных аппаратов и вспомогательных устройств для проведения лазерофореза [7-10].

Показана целесообразность применения лазерофореза в медицинских учреждениях для лечения и профилактики кожных заболеваний. Описаны разработанные и реализованные оптические установки, инструментарий и экспериментальные методики для изучения его закономерностей. Приведены важнейшие применительно к лазерофорезу физические характеристики некоторых медицинских препаратов и биотканей. Предложены критерии выбора медпрепаратов и оптимальных параметров оптического излучения.

Литература

1. Статистический сборник «Здоровье населения Республики Беларусь». Основные показатели: [Электрон. ресурс] / Нац. статист. комитет Респ. Беларусь. – Режим доступа: http://belstat.gov.by/homep/ru/publications/zdor/tables.php – Дата доступа: 7.07.2010.

2. Железнякова Т.А., Солоневич С. В. Исследование закономерностей процесса введения лекарственных средств в организм под действием лазерных полей различных типов (Отчет о НИР № ГР 20081451) [Электронный ресурс] / Белорус. гос. ун-т. – Минск, 2010. – 171 с.: 128 рис. – Рус. – Деп. в ГУ «БелИСА» 05.07.2010 г., № Д201024.

3. Солоневич С.В., Рыжевич А.А., Бушук С.Б., Железнякова Т.А., Кугейко М.М., Лисенкова А.М. Метод определения эффективности лазерофореза // Журн. прикл. спектр. – 2009. – Т. 76, № 6. – С. 939–945.

4. Железнякова Т.А., Солоневич С.В., Рыжевич А.А. Исследование возможностей применения лазерных диодов Thorlabs / Sanyo и Hitachi для лазерофореза // Лазерная и оптикоэлектронная техника: Сб. науч. ст. / Белорус. гос. ун-т; отв. ред. И.С. Манак. – Минск: Акад. упр. при Президенте Респ. Беларусь, 2008. – Вып. 11. – С. 302–311.

5. Железнякова Т.А., Кугейко М.М., Солоневич С.В., Рыжевич А.А. Метод лазерофореза посредством излучения с периодически изменяющейся во времени интенсивностью // Вестн. БГУ. Сер. 1. – 2009. – № 3. – С. 24–30.

6. Ryzhevich A.A., Solonevich S. V., Zheleznyakova T. A. Laser radiation influence on transport phenomena in a bio-tissue // Optical Techniques and Nano-Tools for Material and Life Sciences: contributed papers of International Conference (OTN₄MLS-2010), Minsk, Belarus, June 15–19, 2010: in two volumes. – Minsk: "Kovcheg", 2010. – Vol. 2. – P. 172–184.

7. Железнякова Т.А., Лисенкова А.М. Способ введения лекарственного препарата в организм через кожу или слизистую оболочку: пат. 11986 Респ. Беларусь, МПК6 А 61М 37/00, Н 01S 3/10 / заявитель Белорус. гос. ун-т. – № а 20071380; заявл. 14.11.2007; опубл. 30.06.2009 // Афіцыйны бюл. Вынаходствы. Карысныя мадэлі. Прамысловыя ўзоры / Нац. цэнтр інтэлектуал. уласнасці. – 2009. – № 3 (68). – С. 59.

8. Железнякова Т.А., Солоневич С.В., Рыжевич А.А. Способ введения лекарственного препарата в организм через кожу или слизистую оболочку: заявка на пат. Респ. Беларусь / заявитель Белорус. гос. ун-т. – № а 20091047; заявл. 10.07.2009; заявка опубл. 28.02.2010 // Афіцыйны бюл. Вынаходствы. Карысныя мадэлі. Прамысловыя ўзоры / Нац. цэнтр інтэлектуал. уласнасці. – 2010. – № 1 (72). – С. 10.

9. Рыжевич А.А. Солоневич С.В., Железнякова Т.А. Возможности снижения энергозатрат при проведении лазерофореза // Энергосбережение – важнейшее условие инновационного развития АПК: материалы Междунар. науч.-техн. конф., Минск, Беларусь, 23–24 октября 2009 г. : в 2 ч. / БГАТУ; под ред. М.А. Прищепова. – Минск: БГАТУ, 2009. – Ч. 2. – С. 113–115.

10.Рыжевич А.А., Солоневич С.В., Железнякова Т.А. Методы повышения эффективности лазерофореза // Актуальные проблемы медицины: сб. науч. ст. Республ. науч.-практ. конф. и 19-й итог. науч. сессии ГГМУ, Гомель, 23–24 февраля 2010 г.: в 4 т. / Гомельск. госуд. мед. унт. – Гомель, 2010. – Т. 4. – С. 17–20.

Н.Н. Бубешко¹, В.И. Степуро¹, А.А. Ярошевич¹, И.И. Степуро²

ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ПРОДУКТОВ ОКИСЛЕНИЯ ТИАМИНА

¹Гродненский госуниверситет имени Янки Купалы, Гродно, Беларусь bubeshko@inbox.ru, stepuro@grsu.by ²Институт фармакологии и биохимии НАН Беларуси, Гродно, Беларусь

Для измерения содержания пероксида водорода и органических гидропероксидов в водных растворах широко применяются электрохимические, хемилюминесцентные и флуоресцентные методы. Наиболее чувствительными из них являются флуоресцентные методы, основанные на регистрации интенсивно флуоресцирующих продуктов реакции гидропероксидов с индикаторными флуорогенными соединениями. Подобной чувствительностью обладает и метод, использующий в качестве флуорогенных соединений тиамин и его фосфорные эфиры [1, 2]. Тиохром (рис. 1), образующийся при окислительной трансформации тиамина, обладает интенсивной флуоресценцией при 440 нм, что позволяет легко детектировать следовые количества гидропероксидов. Однако, при определенных условиях может происходить дальнейшее окисление тиохрома до оксодигидротиохрома, что скажется на точности определения концентрации гидропероксидов. Поэтому целью данной работы являлось изучение флуоресцентных свойств тиохрома (TChr) и оксодигидротиохрома (ODTChr).



Рисунок – 1 Структура молекул тиохрома (а) и оксодигидротиохрома (б)

Методика измерений

Спектры поглощения растворов были получены с помощью двухлучевого спектрофотометра SPECORD-200 PC (Analytik Jena, Германия). Спектры флуоресценции регистрировали с помощью спектрофлуориметра CM2203 (Солар, Беларусь). Для определения квантового выхода флуоресценции применялся сравнительный метод Вильямса [3]. В качестве стандарта использовался раствор кумарина 1 в этаноле с квантовым выходом $\Phi = 0,73$ (в атмосфере азота) [4].

Измерение длительности затухания флуоресценции выполнены на лабораторной установке собственного изготовления, работающей в режиме времякоррелированного счета одиночных фотонов. В качестве источника возбуждения использовался пикосекундный диодный лазер PDL 800B с лазерной головкой LDH-407 (РісоQuant, Германия), генерирующий импульсы света с длиной волны 408 нм, длительностью 70 пс и частотой следования 10 МГц. Система регистрации включала в себя фотоприемный блок PMA-182, а также аппаратуру для времякоррелированного счета фотонов TimeHarp200 фирмы PicoQuant (Германия).

Спектральные свойства катионной и нейтральной форм TChr

Спектры поглощения водных растворов TChr зависят от значения pH среды, что свидетельствует о присутствии различных ионных форм молекулы. В спектрах поглощения и нормированной по площади флуоресценции тиохрома в диапазоне pH от 4 до 7 наблюдаются изобестическая и изоэмиссионная точки, соответственно, что свидетельствует о наличии только лишь двух спектрально-различимых ионных форм молекулы тиохрома при данных условиях. Ионное равновесие между нейтральной и катионной формами TChr характеризуется значением $pK_a \sim 5,5$, однако при фотовозбуждении молекулы величина pK_a^* существенно изменяется. Используя метод цикла Ферстера [5] было оценено, что вследствие возрастания основных свойств молекулы TChr в возбужденном состоянии происходит увеличение значения pK_a^* на ~4,2 единицы.

Поэтому, можно ожидать, что при фотовозбуждении молекулы TChr в растворах при нейтральных pH в возбужденном состоянии будет эффективно протекать процесс образования катионной формы. Учитывая низкий квантовый выход флуоресценции катионной формы (Φ = 0,02), мы полагаем, что данные процессы в возбужденном состоянии могут быть ответственны за тушение флуоресценции нейтральной формы TChr в водных растворах. В самом деле, для растворов TChr в спиртах и апротонных растворителях наблюдалось значительное увеличение квантового выхода флуоресценции.

Были изучены спектрально-флуоресцентные характеристики нейтральной формы молекулы тиохрома в 10 растворителях с различной полярностью и протонодонорными свойствами. Обнаружено, что положение максимума спектра поглощения с ростом полярности растворителя меняется незначительно, тогда как спектр флуоресценции испытывает батохромный сдвиг (табл. 1). Величина Стоксова сдвига зависит от природы растворителя и меняется в диапазоне от 3200 до 4200 см⁻¹. Характер зависимости Стоксова сдвига от ориентационной поляризуемости Δf для апротонных растворителей (хлороформ, ДМСО, ацетон, ацетонитрил) и растворителей, способных образовывать межмолекулярные водородные связи (вода, спирты), существенно отличается.

Это свидетельствует о вкладе в спектральные сдвиги как общих, так и специфических межмолекулярных взаимодействий. В связи с этим оценка изменения дипольного момента молекулы тиохрома с помощью формулы Липперта производилась только для растворов тиохрома в апротонных растворителях. Оценивая радиус полости, в которой находится

молекула тиохрома, a = 3,5 Å, было получено, что изменение дипольного момента при переходе в возбужденное состояние составило $\Delta \mu < 3$ D.

Увеличение величины Стоксового сдвига в протонодонорных растворителях по сравнению с апротонными растворителями той же полярности вызвано, по нашему мнению, образованием межмолекулярных водородных связей между молекулами тиохрома и растворителя.

		<u> </u>			
Растворитель	Δf	$v_{abc}, \mathrm{CM}^{-1}$	v_{fl}, cm^{-1}	$\Delta v, cm$	Φ^{*}
Вода, pH 3,8 (катионная форма)	0,320	25380	20080	5300	0,02
Вода, pH 7,4 (нейтральная форма)	0,320	26420	22200	4220	0,28
Метанол	0,309	26880	22780	4100	-
Ацетонитрил	0,306	27170	23780	3390	0,56
Этанол	0,290	26800	22960	3850	0,75
Ацетон	0,284	27100	23640	3460	0,80
2 - Пропанол	0,279	26920	23280	3640	-
ДМСО	0,265	26810	23310	3500	0,68
Бутанол	0,263	26770	23010	3760	0,77
Хлороформ	0,149	27170	23980	3190	-

Таблица – 1 - Влияние растворителей на спектральные характеристики тиохрома

*для растворов в атмосфере воздуха

Спектрально-флуоресцентные свойства ODTChr

Обнаружено, что в растворителях, содержащих гидроксильные группы, эффективно протекает реакция образования полуацеталей либо гидратация молекулы ODTChr, что сопровождается сдвигом спектра поглощения в длинноволновую область (табл. 2). В водных растворах дополнительно возможно протекание протолитической реакции с $pK_a = 4,1$ и $pK_a\sim10,7$. При этом с ростом pH от 2 до 6 максимум спектра поглощения испытывает сдвиг от 372 до 349 нм, а полоса флуоресценции смещается с 416 до 444 нм, соответственно. Интересно отметить, что величина стоксова сдвига изменяется при этом с 2800 см⁻¹ до 6100 см⁻¹. Квантовый выход флуоресценции для молекулы ODTChr при нейтральных pH составляет $\Phi=0,03$, а при подкислении интенсивность эмиссии значительно снижается.

Изучение спектрально-флуоресцентных характеристик ODTChr в ряде полярных растворителей показало (табл. 2), что с ростом полярности растворителя наблюдается батохромный сдвиг полосы флуоресценции ODTChr, в то время как положение спектра поглощения практически не меняется. Определены квантовые выходы флуоресценции ODTChr в бутаноле (Φ =0,26), этаноле (Φ =0,30) и воде при pH 7.4 (Φ =0,03). Кинетика затухания флуоресценции ODTChr в растворах подчинялась моноэкспоненциальной зависимости и время жизни составляло 1,9 нс (поливиниловый спирт), ~1,8 нс (этанол, бутанол) и <0,3 нс (водный

раствор с pH 7,4). Снижение квантового выхода и длительности затухания флуоресценции ODTChr в водной среде предположительно связано с реакцией гидратации молекулы.

Растворитель	λ_{abs} , nm	λ_{fl} , nm	Φ	τ, нс
H ₂ O, pH 7.4	349	444	0,03	-
этанол	351	415	0,30	1,8
бутанол	350	412	0,26	1,8
CHCl ₃	311	407	-	-

Таблица – 2 Флуоресцентные свойства ODTChr в различных растворителях

Заключение

В данной работе с использованием флуоресцентных методов были изучены спектральнофлуоресцентные свойства TChr и ODTChr в растворителях различной полярности. Выяснено, что для водных растворов TChr в возбужденном состоянии протекает реакция протонирования, приводящая к тушению флуоресценции нейтральной формы молекулы. Увеличение квантового выхода флуоресценции TChr при переходе от водных растворов к спиртам или апротонным растворителям составляет ~2 раза.

Обнаружено, что в растворителях, содержащих гидроксильные группы, эффективно протекает реакция образования полуацеталей либо гидратация молекулы ODTChr. С ростом полярности растворителя спектр флуоресценции ODTChr испытывает батохромный сдвиг.

Установлено, что спектры флуоресценции TChr и ODTChr значительно перекрываются, что необходимо учитывать при разработке флуоресцентного метода определения концентрации гидропероксидов с использованием тиамина в качестве флуорогенного соединения.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования РБ (проект №03-09).

Изучены спектрально-флуоресцентные свойства тиохрома и оксодигиротиохрома в различной растворителях. Обнаружено, что для водных растворов тиохрома в возбужденном состоянии протекает реакция протонирования, приводящая к тушению флуоресценции нейтральной формы молекулы. Установлено, что спектры флуоресценции тиохрома и оксодигидротиохрома значительно перекрываются, что необходимо учитывать при разработке флуоресцентного метода определения концентрации гидропероксидов с использованием тиамина в качестве флуорогенного соединения.

Литература

- 1. Zhu Q. e.a. // Analyt. Lett.- 1996.- V.29.- P.1729-1740
- 2. Q. Chen, D. Li, Q. Zhu, H. Zheng, J. Xu //Analytical Letters. 1999. V. 32. P.457-469.
- 3. A. T. R. Williams, S. A. Winfeld and J. N. Miller. // Analyst. 1983. V. 108. P. 1067.
- 4. Jones II, G., et al. //JPC.- 1985.- V. 89.- P. 294-300.
- 5. Lakowicz, J.R., Principles of Fluorescence Spectroscopy. 3rd ed. 2006, N.Y.: Springer. 954.

УДК 535.373.3:546.21 + 535.243.25

В.А. Галиевский, А.С. Сташевский, М.В. Пархоц, Б.М. Джагаров

ЛАЗЕРНАЯ ФЛУОРОМЕТРИЯ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА

Институт физики НАН Беларуси, пр-т Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь galievsky@imaph.bas-net.by

Молекула кислорода O_2 в основном электронном состоянии имеет два неспаренных электрона на вырожденных по энергии молекулярных орбиталях, поэтому основное состояние O_2 – триплетное (${}^{3}\Sigma_{g}$), а возбужденные состояния - синглетные (${}^{1}\Delta_{g}$ и ${}^{1}\Sigma_{g}$) (Рис. А). Синглетный кислород ${}^{1}O_2$ является химически активной формой кислорода с высокой реакционной способностью.



Рисунок - Схема низколежащих уровней энергии и переходов между ними в молекуле O₂ (A). Упрощенная схема фотосенсибилизированной активации молекулярного кислорода (Б)

В газовой фазе переходы между возбужденными состояниями ${}^{1}O_{2}$ и основным состоянием ${}^{3}O_{2}$ строго запрещены по спину, симметрии и четности. Поэтому радиационное время жизни свободных молекул кислорода в ${}^{1}\Delta_{g}$ -состоянии составляет величину примерно 1 час и прямое фотовозбуждение молекул ${}^{3}O_{2}$ маловероятно [1]. В конденсированной фазе запрет на переходы из возбужденных состояний в основное ослабевает и радиационное время жизни ${}^{1}\Delta_{g}$ -состояния O_{2} , например, в CCl₄, становится равным 4 с [2]. Кроме того, в жидкостях имеется дополнительный безызлучательный канал дезактивации ${}^{1}O_{2}$ путем межмолекулярного переноса энергии с ${}^{1}\Delta_{g}$ -состояния на колебательные подуровни молекул растворителя, что приводит к сокращению времени жизни синглетного кислорода и, соответственно, квантового выхода люминесценции на несколько порядков. В воде длительность свечения кислорода равна 3.5 мкс, а квантовый выход составляет 6.5·10⁻⁷ [1, 3, 4].

Для световой активации молекулярного кислорода обычно используют интермедиатфотосенсибилизатор, обладающий высоким коэффициентом поглощения и большим квантовым выходом образования триплетных состояний. Молекулы O₂ при этом активируются в результате переноса энергии с возбужденных состояний сенсибилизатора на триплетный в основном состоянии кислород (Рис. Б). Сенсибилизированное фотовозбуждение молекулярного кислорода лежит в основе фотодинамического действия – явления, которое выступает в живой природе причиной фотоокислительного стресса, а также регулятором экспрессии генов, ответственных за протекторные функции клеток и организмов, и, что особенно важно, представляют большой интерес для фотомедицины в связи с развитием основанных на фотодинамическом действии методов терапии рака, кожных и инфекционных болезней [2].

Регистрация свечения ${}^{1}\text{O}_{2}$ является основным прямым методом изучения свойств молекулярного кислорода в возбужденных состояниях. Из анализа кинетик разгорания и затухания люминесценции ${}^{1}\text{O}_{2}$ можно получить информацию о путях и эффективности меж- и внутримолекулярного преобразования энергии фотовозбуждения и других реакциях с участием синглетного кислорода. Однако наблюдение люминесценции кислорода в водных растворах и биологических объектах сопряжено с серьезными техническими трудностями из-за сильного тушения средой. Сотрудники нашей лаборатории успешно решили эти проблемы, создав в конце 1970-х годов люминесцентную установку с импульсным лазерным возбуждением, на которой в 1982 году первыми в мире измерили время жизни синглетного кислорода в водных средах [3, 4]. С тех пор нами накоплен богатейший материал по исследованию и применению фотосенсибилизаторов в науке и медицине, разработаны новые методы регистрации, усовершенствована измерительная и лазерная техника [5-10].

Используя современные технические решения, нами создан высокочувствительный лазерный флуорометр синглетного кислорода, позволяющий проводить кинетические и спектральные измерения в области 950-1400 нм с временным разрешением 1 нс [6]. Система регистрации основана на ФЭУ Нататаtsu H10330-45 с охлаждаемым до -60°С фотокатодом и работает в режиме счета одиночных фотонов с максимальной скоростью счета 1 ГГц. Чувствительность установки была оценена по детектированию чрезвычайно слабого сигнала люминесценции синглетного кислорода в ацетонитриле фотосенсибилизированного красителем Родамин 6G. Показано, что на флуорометре можно регистрировать свечение ${}^{1}O_{2}$ с общим квантовым выходом 6·10⁻⁹ и менее. Программное обеспечение прибора позволяет измерять в автоматическом режиме временные зависимости свечения образца на разных длинах волн с последующим построением спектров люминесценции путем измерения площадей под кинетическими кривыми в заданном временном интервале.

На флуорометре проведены исследования динамики и эффективности фотосенсибилизированного образования синглетного кислорода в неорганических матрицах, водных средах и биологических тканях, подтвердившие высокие технические параметры установки.
Выполнен цикл работ по исследованию в водных растворах хлорина e_6 , используемого в качестве фотосенсибилизатора синглетного кислорода для фотодинамической терапии (ФДТ) рака, а также его комплекса с поливинилпирролидоном, выпускаемый РУП «Белмедпрепараты» под торговой маркой «Фотолон». Установлено влияние рН и полимерного носителя на эффективность образования ${}^{1}O_{2}$ и обнаружена инверсия временных констант в кинетике свечения кислорода в присутствии полимерного носителя [7]. Исследования фотосенсибилизированной генерации синглетного кислорода были проведены также в условиях близких к *in vivo*, т.е. с поверхности образцов биоткани мышей, обработанных мазью «Фотолон».

Широко применяемый в медицине в качестве флуоресцентного зонда и фотосенсибилизатора для ФДТ препарат – гиперицин – был изучен нами с целью установить, не привела ли модификация структуры молекулы, проведенная для оптимизации селективности связывания с имеющими сродство к опухолевым клеткам медиаторам, к существенному ухудшению его флуоресцентных параметров и фотодинамической активности. Для этого были проведены измерения квантовых выходов флуоресценции и фотосенсибилизированнной генерации синглетного кислорода гиперицина и ряда его производных с липофильными заместителями разной структуры [8].

Используя возможность регистрации времяразрешенных спектров, изучена фосфоресценция Pd- и Pt-металлокомплексов бензозамещенных гидропорфиразинов при комнатной температуре в воздушной атмосфере и эффективность образования ими синглетного кислорода [9].

Впервые детально исследована фотосенсибилизированная генерация синглетного кислорода полупроводниковыми нанокристаллами (CdSe/ZnS) и их биоконьюгатами с порфиринами. Определены квантовые выходы фотосенсибилизированного такими системами образования ¹О₂ в толуоле и оценены эффективности переноса энергии с квантовой точки на порфирин [10].

Большой динамический диапазон, реализуемый в методе счета одиночных фотонов, и выбор произвольного временного окна интегрирования при измерении времяразрешенных спектров дают уникальную возможность детектирования слабых сигналов свечения кислорода на фоне интенсивной и длительной люминесценции неорганического фотосенсибилизатора. Нам удалось зарегистрировать сенсибилизированную нанокристаллами пористого кремния люминесценцию синглетного кислорода на воздухе при нормальных условиях, образование которого было предсказано ранее, но до сих пор доказывалось лишь косвенными методами или в специфических условиях и средах.

Широкое распространение в медицинской практике ФДТ-методов обусловило актуальность разработки методов контроля эффективности и оптимизации процедуры терапии. Величина ФДТ действия (доза) зависит от трех главных составляющих: концентрации лекарства, интенсивности света и концентрации кислорода, количества которых изменяются в течение сеанса лечения и связаны друг с другом сложным образом. Наиболее точный метод

ФДТ-дозиметрии - прямой контроль концентрации синглетного кислорода, являющегося основным эффектором ФДТ. Используя опыт создания и эксплуатации высокочувствительного кинетического флуорометра, нами в рамках задания 1.16 подпрограммы "Научные приборы" Государственной научно-технической программы "Эталоны и научные приборы" разработан лазерный дозиметр синглетного кислорода в биологических тканях. Новый прибор оптимизирован для проведения исследований *in vivo* и предназначен для оптимизации ФДТ-процедуры. Таким образом, лазерная флуорометрия синглетного кислорода, начиная, как чисто научно-исследовательский метод, дошла до стадии конкретного практического применения.

Разработан и создан высокочувствительный лазерный флуорометр для регистрации кинетик разгорания и затухания люминесценции в диапазоне 950-1400 нм с наносекундным временным разрешением и последующего построения трехмерной спектрально-временной картины свечения. Проведены исследования динамики и эффективности фотосенсибилизированного образования синглетного кислорода в неорганических матрицах, водных средах и биологических тканях, подтвердившие высокие технические параметры установки.

Литература

1. Schweitzer C., Schmidt R. Physical mechanisms of generation and deactivation of singlet oxygen // Chem. Rev. - 2003. - V.103. - P. 1685 - 1757.

2. Красновский А.А. мл. Первичные механизмы фотоактивации молекулярного кислорода. История развития и современное состояние исследований // Биохимия. – 2007. – Т.72, №10. – С. 1311 – 1331.

3. Салохиддинов К.И., Бытева И.М., Джагаров Б.М. Длительность люминесценции синглетного кислорода в растворах при импульсном лазерном возбуждении // Оптика и спектроскопия. – 1979. – Т.47, Вып.5. – С. 881 – 886.

4. Салохиддинов К.И., Джагаров Б.М., Егорова Г.Д. Прямое измерение времени жизни молекулярного кислорода в синглетном состоянии, генерируемого в воде сенсибилизатором – порфирином // Оптика и спектроскопия. – 1983. – Т.55, Вып.1. – С. 71 – 73.

5. Ганжа В.А., Джагаров Б.М., Сагун Е.И. Тушение молекулярным кислородом возбужденных электронных состояний хлорофилла и родственных соединений и фотосенсибилизированное образование синглетного кислорода / в кн. «Фотобиология и мембранная биофизика» - Мн.: «Технопринт», 1999. - С. 244 - 267.

6. Лазерный флуорометр с наносекундным разрешением для ближнего ИК-диапазона / Галиевский В.А. и др. // ПТЭ. – 2010. - Т.53, №4. – С. 109 – 116.

7. Динамика и эффективность фотосенсибилизированного образования синглетного кислорода хлорином е₆: Влияние pH раствора и поливинилпирролидона / Пархоц М.В. и др. // Оптика и спектроскопия. – 2009. - Т.107, №5. – С. 782 – 788.

8. Галиевский В.А., Панарин А.Ю., Сташевский А.С. Фотосенсибилизированная генерация синглетного кислорода липофильными производными гиперицина // Межд. конф. «Молекулярные, мембранные и клеточные основы функционирования биосистем», Сборник статей, ч.І, Минск, 2010, С. 178 - 180.

9. Фосфоресценция комплексов бензозамещенных гидропорфиразинов с палладием и платиной / Першукевич П.П. и др. // ЖПС. – 2010. – Т.77, №6. – С. 852 – 865.

10.Биоконьюгаты на основе полупроводниковых нанокристаллов CdSe/ZnS и порфиринов: Структура, релаксационные процессы и генерация синглетного кислорода / Зенькевич Э.И. и др. // Межд. конф. «Молекулярные, мембранные и клеточные основы функционирования биосистем», Сборник статей, ч.І, Минск, 2010, С. 16 - 18.

УДК 535.371 + 577.336:547.681

А.С. Сташевский, В.А. Галиевский

ЛАЗЕРНАЯ КИНЕТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВОЗБУЖДЁННЫХ СОСТОЯНИЙ МОДИФИЦИРОВАННЫХ ПИРЕНОВЫХ ФЛУОРОФОРОВ

Институт физики НАН Беларуси проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь a.stasheuski@ifanbel.bas-net.by

Для выявления и распознавания специфических последовательностей ДНК и РНК в последнее время активно применяют гибридизационные зонды, представляющие собой короткие последовательности нуклеотидов, называемые олигонуклеотидами, которые комплементарны к определённым участкам нуклеиновых кислот и содержат флуоресцентные диагностические метки. Молекулы пирена в таких зондах используют благодаря их способности образовывать эксимеры и эксиплексы с полосой флуоресценции, имеющей стоксов сдвиг 100 нм и более, что существенно увеличивает селективность метода и упрощает процедуру диагностики. Включение меток в зонд может осуществляться различными способами, среди которых особенно перспективным выглядит замена одного или нескольких оснований нуклеиновой цепи ненуклеозидными пиренсодержащими звеньями.

С целью поиска новых высокоэффективных флуоресцентных зондов нами были исследованы фотофизические свойства модифицированных пиреновых флуорофоров в составе модельных олигонуклеотидов. Методом лазерной кинетической спектроскопии изучена динамика образования и распада мономерного и эксимерного свечений в зависимости от молекулярной структуры используемого пиренового звена и окружающих его нуклеиновых оснований. При этом свойства новых флуорофоров изучались в составе как одиночных последовательностей с различными изомерами бистриазолилпиренов, так и в комбинациях *1-2*, *3-4*, *1-4*, *2-3*:



Для приготовления растворов использовался 10мМ фосфатный буфер (pH 7,0, 100 мМ NaCl). Концентрация одиночных цепочек составляла 3 µМ. Двойные последовательности получали смешением одиночных с концентрацией 1,5 µМ и нагреванием получавшейся смеси

до 90°С с последующим охлаждением. Стандартом для нахождения квантовых выходов флуоресценции служил сульфат хинина в однонормальном водном растворе серной кислоты (Ф_{фл}= 0.546 [1]). Для каждого олигонуклеотида готовился свой эталонный раствор с такой же оптической плотностью на длине волны возбуждения 350 нм.

В работе использовались кварцевые флуорометрические кюветы 7х7х40 мм. Все эксперименты проводились при температуре 20 ± 2°C. Спектры поглощения исследуемых веществ измерялись на спектрофотометре «Varian» Cary 500 Scan. Измерения интенсивностей флуоресценции проводились на спектрофлуориметре «Horiba Jobin Yvon» FluoroMax 3.

флуоресценции осуществлялось Измерение длительности методом времякоррелированного счёта одиночных фотонов. Сигналы с разрешением 412,8 пс на канал получены на установке PRA 3000, где источником возбуждения служила лампа-вспышка с длинной волны излучения 337 нм. Для регистрации флуоресценции параллельно с разрешением 0,513 (или 2,05) и 20,6 (или 41,2) пс на канал в качестве источника возбуждения применялся лазер на красителе родамин 6G «Coherent» 701-1CD, накачиваемый аргоновым лазером «Coherent» Innova Sabre R-TSM-10. Для получения требуемой длины волны в 298 нм основная частота импульсов от лазера на красителе удваивалась кристаллом BBO. Функция отклика систем регистрации измерялась в каждом эксперименте с помощью рассеянного сигнала на длине волны возбуждения.

Квантовый выход флуоресценции мономера в одиночных цепочках максимален для цепочки *1* и составляет 23%. Для других последовательностей он не превышает 10%. В соединениях с двумя пиренами доминирует свечение эксимера с квантовым выходом флуоресценции более 60%. В исследованных ранее одно- и двухцепочечных модельных олигонуклеотидах на основе молекул карбоксиамидпирена [2] квантовые выходы флуоресценции эксимеров не превышали 26%, а для мономера в соединениях с двумя и более пиренами составили менее 1%. Использование новых мостиковых групп, связывающих пиреновый макроцикл с последовательностью нуклеотидов, позволило получить существенное увеличение величин квантовых выходов эксимерной флуоресценции пирена.

Существенная неоднородность окружения пиреновых флуорофоров приводит к тому, что кинетики флуоресценции затруднительно описать даже тремя экпоненциальными слагаемыми. Поэтому анализ наносекундных кинетических данных для соединений с парой пиреновых звеньев проводился с помощью метода наибольшей энтропии [3]. Он позволяет получить распределение предэкпоненциальных множителей для заданного интервала времён затухания и нарастания с достаточно малым шагом. На рисунках 1 и 2 приведены распределения сигналов мономера и эксимера для соединений *1-2* и *1-4* в интервале от 0,1 до 1000 нс с шагом, равным в логарифмической шкале 0,02 единицам.



Рисунок 1 – Распределения времён затухания (нарастания) для цепочки *1-2*, полученные для полос флуоресценции мономера ($\lambda_{per} = 400$ нм) и эксимера ($\lambda_{per} = 540$ нм)



Рисунок 2 – Распределения времён затухания (нарастания) для цепочки *1-4*, полученные для полос флуоресценции мономера ($\lambda_{per} = 400$ нм) и эксимера ($\lambda_{per} = 540$ нм)

Таблица 1 — Центральные компоненты распределения времён затухания (τ_i в нс) и их относительные вклады (I_i) при регистрации флуоресценции на длине волны 400нм

Соединение	τ_1	I ₁	τ_2	I ₂	τ_3	I ₃	τ_4	I ₄	τ_5	I ₅
1-2	53	1%	5,3	49%	3,5	29%	1,3	22%		
3-4	59	11%	6,5	44%	3,4	25%	0,8	19%		
1-4			4,8	74%	2,8	9%	1,5	8%	1,1	9%
2-3	58	5%	5,3	42%	1,0	33%	0,5	20%		
5	36	15%	7,9	27%	3,5	7%	0,9	51%		

Опираясь на полученные результаты, приведенные в таблицах 1 и 2, о числе компонент затухания в мономерном свечении и наличии фазы нарастания в сигнале эксимеров, далее проводился глобальный анализ кинетик, зарегистрированных с пикосекундным разрешением. Во всех соединениях с двумя пиреновыми метками формирование эксимера пирена происходит за время около 0,5 нс. Вместе со спектральными данными это говорит о том, что две расположенные рядом пиреновые метки в основном состоянии образуют димер, который очень быстро после фотовозбуждения превращается в эксимер.

Таблица 2 – Центральные компоненты распределения времён затухания и нарастания (т_і в нс) и их относительные вклады (І_i) при регистрации на длине волны 540нм. Значения с отрицательными вкладами соответствуют нарастанию сигнала флуоресценции

Соединение	τ_1	I ₁	τ_2	I ₂	τ_3	I ₃	τ_4	I ₄
1-2	83	81%	28	21%	3,5	-1%	1,1	-1%
3-4	74	104%			11	-3%	2,1	-1%
1-4	96	100,3%			3,5	-0,3%		
2-3	101	99,5%	24	0,8%	2,3	-0,3%		
5	66	78%	23	24%	6,3	-2%		

Установлено, что встраивание флуорофора внутрь нуклеиновой цепи в значительной степени изолирует возбужденные пиреновые молекулы от взаимодействия с основными тушителями: окружающей водой и растворенной в ней кислородом. Определяющими для фотофизики факторами являются взаимодействия пиреновых меток между собой и с соседними природными основаниями.

Методом лазерной кинетической флуоресцентной спектроскопии изучены фотофизические свойства модифицированных пиреновых флуорофоров, включенных в состав модельных олигонуклеотидов в качестве ненуклеозидных оснований. Установлены факторы, влияющие на динамику эксимерообразования и квантовые выходы флуоресценции новых пиренсодержащих систем.

Литература

1. Demas, J. N. The measurement of photoluminescence quantum yields. A review / J. N. Demas, G. A. Crosby // J. Phys. Chem. – 1971. – Vol. 75. – P. 991–1024.

2. Photophysical characterization of olgopyrene modules for DNA-based nanosystems / V. A. Galievsky [et al.] // Photochem. Photobiol. Sci. – 2009. – Vol.8. – P.1448–1454.

3. Steinbach, P. J. Analysis of kinetics using a hybrid maximum-entropy/nonlinear-least-squares method: Application to Protein Folding / P. J. Steinbach, R. Ionescu, and C. R. Matthews // Biophys. J. – 2002. – Vol. 82. – P. 2244–2255.

УДК 539.2:546.28+547.9

В.А. Галиевский, А.С. Сташевский

ИССЛЕДОВАНИЕ МОДИФИЦИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ КАК ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА

Институт физики НАН Беларуси, пр-т Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь galievsky@imaph.bas-net.by

Одно из практически важных приложений пористого кремния (ПК) связано с использованием его в качестве материала-матрицы при создании гибридных структур. Наполнение ПК другими веществами, в том числе фотосенсибилизаторами (ФС), биомолекулами и лекарственными препаратами, позволяет создавать новые материалы с уникальными свойствами для биомедицинских применений. ПК является биосовместимым материалом [1], который со временем распадается в организме до кремниевой кислоты и легко выводится почками [2]. облалает регулируемой высокой пористостью [3] И эффективной фотолюминесценцией [4]. Таким образом, для использования in vivo кремнивые материалы более предпочтительны, чем квантовые точки, содержащие токсичные тяжелые металлы.

Пористый кремний может применяться в медицине как фотосенсибилизатор синглетного кислорода при фотодинамической терапии (ФДТ) (рис. 1А) или в качестве инертной неорганической матрицы для целенаправленной доставки лекарственных препаратов, в т.ч. органических ФС, к месту терапии (рис. 1Б).



Рисунок 1 - Применение частиц ПК в качестве гибридного фотосенсибилизатора синглетного кислорода (А) и матрицы для доставки лекарственных препаратов в ткани (Б). Высвобождение внедренных молекул происходит в результате растворения ПК в физиологической среде

Целью данной работы было исследование фотосенсибилизирующих свойств частиц ПК, а также гибридных материалов на их основе, содержащих порфириновые соединения, в

зависимости от морфологии и типа химической модификации поверхности, способов внедрения органических молекул, наличия и знака заряда на периферии макроцикла.

Люминесцирующие наночастицы ПК приготавливались путем электрохимического анодирования пластин кристаллического кремния р-типа с удельным сопротивлением 0,01 Ом•см в растворе смеси 3:1 плавиковой кислоты и этанола при плотности тока 200 мА/см² с последующим отделением слоев ПК от поверхности пластин. Слои ПК измельчались перетиранием в яшмовой ступке, затем помещались в деионизированную воду и обрабатывались ультразвуком в течение 1 часа. Полученные частицы ПК фильтровались через мембранный фильтр 0,22 мкм (Millipore). Прошедшая через фильтр водная суспензия подвергалась центрифугированию, чтобы убрать из взвеси мелкие частицы и кремниевую кислоту, образовавшуюся в результате растворения кремния в воде.

Для получения окисленных слоев ПК пластины со свежеприготовленными слоями ПК отжигались в печи в течение 1,5 ч при температуре 500°С. В результате отжига сложный химический состав слоя ПК модифицировался до окисла SiO₂ при сохранении присущей свежеприготовленному ПК морфологии. Было показано, что такая подготовка поверхности ПК обеспечивает прочное связывание фотосенсибилизатора без потери его флуоресцирующих свойств.

В качестве органических фотосенсибилизаторов были использованы порфириновые соединения, как гидрофобные, так и содержащие заряженные группы для лучшей растворимости в водных растворах (рис. 2).



Рисунок 2 – Диэтиловый эфир мезопорфирина IX (МП) (А), 5,10,15,20-тетракис(N-метил-4пиридил)порфирин (ТМПи-П4) (Б), 5,10,15,20-тетракис(4-сульфонатофенил) порфирин (ТСФП) (В)

Фотосенсибилизирующие свойства изучены прямым методом по регистрации сигнала люминесценции синглетного кислорода на высокочувствительном лазерном флуорометре [5]. Поверхность окисленного ПК практически не взаимодействует с возбужденными состояниями порфиринов, тогда как свежеприготовленный ПК, поверхность которого богата SiH и SiOH группами, приводит к тушению люминесценции встроенных фотосенсибилизаторов и к

снижению эффективности образования ими активных форм кислорода. Показано, что нанокристаллический кремний является фотосенсибилизатором синглетного кислорода в воздухе при нормальных условиях и в органических растворителях. В воде чувствительности нашей установки оказалось недостаточно для регистрации сенсибилизированного нанокристаллами кремния свечения ¹О₂.

Для ПК с модифицированной отжигом поверхностью установлено эффективное образование активной формы кислорода осажденными на ПК порфиринами. Спектры свечения ¹О₂, сенсибилизированного катионными порфиринами ТМПи-П4 на поверхности окисленного ПК, приведены на рис. 3.



Рисунок 3 – Спектры свечения комплексов окисленного ПК с ТМПи-П4 в вакууме, в воздухе, в воде и толуоле

Измеренные и рассчитанные относительные эффективности фотосенсибилизированного образования синглетного кислорода нанокристаллами кремния и гибридными структурами на основе окисленного ПК в разных средах приведены в Таблице.

Таблица. Относительные квантовые выходы Ф свечения ¹О₂, сенсибилизированного частицами ПК и гибридными ФС

Спете		Ф	
Среда	ПК	ПК+ ТМПи-П4	Ф теор.
Воздух	1	1	1
Толуол	0,13	0,91	0,34
Вода	- 0,20		0,006
		1	

 $\Phi_{\text{теор.}}$ рассчитан в предположении тушения $^{1}\text{O}_{2}$ только растворителем.

Более высокие эффективности свечения ${}^{1}O_{2}$ в эксперименте по сравнению с теоретическими оценками мы объясняем ограниченным доступом молекул растворителя к ФС, находящемуся в порах ПК, и, как следствие, к ослаблению тушения ${}^{1}O_{2}$ средой.

Изучены люминесцентные свойства свежеприготовленных частиц ПК в водных средах. При помещении их в фосфатный буферный раствор с параметрами, близкими к физиологическим (20 mM, pH = 7,4, μ = 0,2 M, 37 °C), люминесценция кремниевых нанокристаллов быстро ослабевает вследствие растворения нанокристаллов кремния в слабощелочной среде (рис. 4).



Рисунок 4 - Эволюция спектров люминесценции частиц ПК, помещенных в фосфатный буферный раствор с pH = 7,4 при 37 °C

Установлено, что частицы ПК в деионизированной воде являются стабильными в течение нескольких недель, тогда как в слабощелочных растворах происходит разрушение нанокристаллов кремния и быстрое падение интенсивности их свечения.

Исследования направлены на оптимизацию параметров фотосенсибилизаторов на основе пористого кремния для медицинских применений (фотодинамической терапии).

Проведены исследования динамики и эффективности фотосенсибилизированного образования синглетного кислорода в разных средах структурами на основе частиц пористого кремния, содержащих порфириновые молекулы. Установлено, что гибридные структуры на основе окисленного ПК являются более эффективными фотосенсибилизаторами синглетного кислорода, чем нанокристаллы кремния. В водных растворах, близких по параметрам к физиологическим, происходит разрушение частиц ПК.

Литература

1. Bayliss, S.C. The culture of mammalian cells on nanostructured silicon / S.C. Bayliss et. al. // Adv. Mater. -1999. Vol. 11. - P. 318-321.

2. Canham, L.T. Bioactive silicon structure fabrication through nanoetching techniques // Adv. Mater. -1995. Vol. 7. P. 1033-1037.

3. Salonen, J., Mesoporous silicon in drug delivery applications / J. Salonen et. al. // J. Pharm. Sci. – 2008. – Vol. 97. P. 632-653.

4. Canham, L.T. Silicon quantum wire array fabrication by electrochemical and chemical dissolution of wafers // Appl. Phys. Lett. – 1990. – Vol. 57. – P. 1046-1048.

5. Лазерный флуорометр с наносекундным разрешением для ближнего ИК-диапазона / Галиевский В.А. и др. // ПТЭ. – 2010. - Т.53, №4. – С. 109 – 116.

УДК 615.849.19

С.В. Солоневич¹, А.А. Рыжевич¹, С.Б. Бушук¹, Т.А. Железнякова², М.М. Кугейко², А.М. Лисенкова²

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЛАЗЕРОФОРЕЗА С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРНОГО СКАНИРУЮЩЕГО МИКРОСКОПА

¹Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь a.ryzhevich@dragon.bas-net.by ²Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь zhelez@bsu.by

Лазерофорез – это сравнительно новый метод введения лекарственных препаратов (ЛП) в организм под действием лазерного излучения (ЛИ), поэтому способов оценки его эффективности пока не так много. Наиболее достоверным косвенным способом определения эффективности лазерофореза являются широкомасштабные клинические исследования, однако они, как правило, продолжительны и дороги. Имеет смысл изучать основные закономерности лазерофореза для каждого конкретного препарата сразу на образцах биоткани. Это позволяет определить эффект от применения лазерного излучения, а также выделить основные факторы, влияющие, в частности, на распределение концентрации вводимого препарата по глубине. Поскольку суть процедуры лазерофореза – введение препарата в биоткань, то эффективность лазерофореза можно оценивать по отношению общего количества препарата, введенного в биоткань, и по отношению глубин проникновения препарата в биоткань в экспериментальных и контрольной группах.

Для экспериментальной оценки эффективности лазерофореза нами разработана методика [1], в основе которой лежит метод люминесцентной микроскопии. С использованием лазерного сканирующего микроскопа LSM 510 (далее ЛСМ) производства фирмы Zeiss (Германия) проведены исследования эффективности лазерофореза излучением 4-х лазерных диодов (ЛД) HL6501MG (660 нм), HL6738MG (690 нм), DL7140-201S (785 нм) и DL5032-001 (830 нм). В качестве препарата, выполняющего функцию флуоресцентной метки нами использовались водный и водно-спиртовой (1:1) растворы родамина 6Ж в концентрации 5·10⁻⁵ моль/л. При указанной концентрации в условиях эксперимента не происходило тушения люминесценции, что позволяло судить о концентрации родамина по интенсивности люминесценции ткани. Были подготовлены образцы мышечной и жировой тканей свиньи в форме куба с ребром 10 мм. Образцы продольным (т. е. ориентированным параллельно поверхности, вдоль которой ранее находился кожный покров) срезом вверх располагались в открытой сверху цилиндрической кювете, укрепленной в фиксаторе с возможностью позиционирования кюветы с образцом относительно светового пучка лазерного диода (ЛД) в

трех плоскостях. Раствор родамина 6Ж наносился на верхнюю грань образца биоткани в количестве 0,125 мл. Лазерное излучение, прошедшее через диафрагму, направлялось на образец сверху. Облучение проводилось лазерным пучком с одинаковой для всех ЛД мощностью 10 мВт в течение 10 мин, при этом доза облучения составляла 7,65 Дж/см², что существенно меньше дозы облучения, при которой начинает проявляться ингибирующий эффект [2, 3]. Сразу после облучения металлические кюветы с образцами, упакованные в специальный бокс-пенал, помещались в морозильное отделение холодильника. После замораживания образцы разрезались вдоль плоскости, перпендикулярной той стороне образца, на которую падало лазерное излучение (по оптической оси падавшего пучка), и помещались в специальную закрытую кювету с прозрачным дном плоскостью разреза вниз для проведения микроскопических исследований.

Исследование зависимости концентрации препарата в биоткани от глубины проводилось следующим образом. Срез на образце освещался светом ртутной лампы с $\lambda = 436$ нм. СССкамерой ЛСМ регистрировался люминесцирующий участок среза, прилегающий к краю образца. Интенсивность люминесценции была прямо пропорциональна концентрации препарата в ткани. Регистрировалось несколько кадров для каждого образца с экспозициями от 0,8 до 8 с в зависимости от максимального значения интенсивности на исследуемом участке. Экспозиция выбиралась таким образом, чтобы все регистрируемые значения интенсивности находились в линейном диапазоне CCD-камеры ЛСМ. Зарегистрированные кадры записывались в базу данных измерений в специальном формате компьютерной системы управления и регистрации данных ЛСМ. Обработка полученных результатов проводилась посредством программных средств Zeiss LSM Image Browser (Version 4.2.0.121), ImageJ 1.40g и Origin 7.0. На кадрах выбиралась линия, перпендикулярная плоскости, на которую падало лазерное излучение. Вдоль этой линии считывались относительные численные значения интенсивности люминесценции в зависимости от глубины, из которых строились распределения концентрации вводимого препарата в зависимости от глубины. Для каждого экспериментального случая строилось 10 нормализованных по максимальному значению распределений интенсивности, в которых был вычтен фон, затем строилось среднее нормализованное распределение концентрации препарата. Аналогичные распределения строились также для тех образцов, на которые был нанесен препарат, но которые не облучались лазерным излучением. Глубина, соответствующая половине максимального значения концентрации препарата в образце, а также площадь под кривой распределения служат хорошими критериями для оценки эффективности лазерофореза. Отношение k_{κ} площади под распределением в облучавшемся образце к площади под распределением в необлучавшемся образце показывает, насколько возрастает благодаря процедуре лазерофореза количество

введенного в образец препарата по сравнению с необлучавшимся образцом. Отношение k_r глубины, соответствующей половине максимального значения концентрации препарата в облучавшемся образце, к глубине, соответствующей половине максимального значения концентрации препарата в необлучавшемся образце, показывает, во сколько раз возрастает глубина, на которую вводится препарат в концентрации, не меньшей, чем половина концентрации на поверхности образца.

Предложенная методика позволяет в численном виде сравнивать эффективность процесса лазерофореза даже в сильно отличающихся условиях: разные виды биотканей, разные вводимые препараты и их концентрации, разные источники лазерного излучения и их рабочие режимы и т. п. Благодаря разработанной методике можно выбирать оптимальный метод введения того или иного препарата в зависимости от какого-либо параметра.

С помощью ЛСМ, работающего в режиме двухфотонного возбуждения ($\lambda_0 = 790$ нм, эффективная $\lambda_{9\phi\phi} = 395$ нм), исследована динамика проникновения химического препарата в биоткань без нарушения целостности образца биоткани. Суть этой методики заключается в освещении образца излучением, вызывающим возбуждение люминофора и регистрации люминесцентного отклика с помощью ССD-камеры со стороны освещения, что, в принципе, позволяет применять ее для исследования даже *in vivo*, поскольку импульсы возбуждения очень короткие.

Нами использовались образцы куриной кожи, не подвергавшейся замораживанию и размораживанию, в форме квадратов с размерами сторон ~1 см. На кожу наносился химический препарат – водный раствор родамина 6Ж (5·10⁻⁵ моль/л). Длина волны люминесценции водного раствора родамина 6Ж $\lambda_{\pi} = 550 \div 570$ нм [4, с. 160], максимумы поглощения на длине волны 346 и 530 нм [1, с. 152]. После получения серий снимков для различного времени после нанесения препарата на образец (1, 3, 5 и 10 мин) строились графики средней яркости пикселов (получена с помощью инструментов программы ImageJ) зависимости от расстояния от поверхности образца до поверхности исследуемого слоя (расстояние между соседними слоями 2 мкм). При этом учитывалось фоновое свечение образца. Поскольку происходит не обычное, а двухфотонное возбуждение люминофора, то интенсивность его люминесценции прямо пропорциональна квадрату интенсивности облучения излучением с длиной волны $\lambda_0 = 790$ нм. Из-за поглощения и рассеяния излучения на структурных элементах биоткани интенсивность зарегистрированного свечения меньше, чем интенсивность первичной люминесценции. Чтобы учесть ослабление потока излучения с длиной волны $\lambda_0 = 790$ нм и $\lambda_{\pi} = 550-570$ нм в биоткани, необходимо зарегистрированную яркость умножить на exp (($(2\alpha_{d0}+\alpha_{d\pi})x$), где $\alpha_d = (3\alpha_a(\alpha_a+\alpha_s'))^{1/2} - эффективный коэффициент$ ослабления, α_a – коэффициент поглощения, $\alpha_s' = (1-g)\alpha_s$ – транспортный коэффициент

рассеяния, α_s – коэффициент рассеяния, g – параметр анизотропии рассеяния; x – глубина залегания рассматриваемого слоя; нижние индексы "0" и "л" приводятся при параметрах взаимодействия биоткани и излучения с длиной волны λ_0 и λ_{π} соответственно. По данным [5] параметры кожи для $\lambda_0 = 790$ нм и $\lambda_{\pi} = 550$ нм имеют следующие значения $\alpha_{a0} \approx 40$ см⁻¹, $\alpha_{s0}' \approx 62$ см⁻¹; $\alpha_{a\pi} \approx 40$ см⁻¹, $\alpha_{s\pi}' \approx 110$ см⁻¹. Полученные результаты представлены на рисунке.



Зависимость концентрации люминофора от глубины через 1 мин (1), 3 мин (2), 5 мин (3) и 10 мин (4) после нанесения препарата на поверхность кожи

Сравнение проводилось по значению средней яркости свечения на одном и том же расстоянии от поверхности образца. На глубине 20 мкм (на границе рогового и нижележащего слоев эпидермиса) отмечено наличие своеобразного депо, в котором концентрация вводимого препарата с течением времени может значительно превышать концентрацию препарата на поверхности кожи. Этот факт необходимо учитывать при моделировании процесса проникновения препарата внутрь кожи.

Предложены методы оценки эффективности лазерофореза по отношению общего количества препарата, введенного в биоткань, и по отношению глубин проникновения препарата в биоткань в экспериментальных и контрольной группах с использованием люминесцентной микроскопии.

Литература

1. Железнякова Т.А., Солоневич С. В. Исследование закономерностей процесса введения лекарственных средств в организм под действием лазерных полей различных типов (Отчет о НИР № ГР 20081451) [Электронный ресурс] / Белорус. гос. ун-т. – Минск, 2010. – 171 с.: 128 рис. – Рус. – Деп. в ГУ «БелИСА» 05.07.2010 г., № Д201024.

2. Низкоинтенсивная лазерная терапия: Сборник трудов / под общ. ред. С.В. Москвина, В.А. Буйлина. – М.: ТОО «Фирма «Техника», 2000. – 724 с.

3. Прикладная лазерная медицина: Учеб. и справ. пособие / Под. ред. Х.-П. Берлиена, Г.Й. Мюллера: Сокращ. пер. с нем. под ред. Н.И. Коротеева, О.С. Медведева. – Берлин: Центр лазерной и медицинской технологии; Москва: АО «Интерэксперт», 1997. – 356 с.

4. Каталог активных лазерных сред на основе растворов органических красителей и родственных соединений / под ред. академика АН БССР Б.И. Степанова. – Минск: ИФ АН БССР, 1977. – 239 с.

5. Тучин В.В. Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях. – Саратов: Изд-во Саратовск. ун-та, 1998. – 384 с.

В. В. Барун, А. П. Иванов

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СПОСОБЫ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЛАЗЕРНОЙ И ФОТОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕРАПИИ

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь barun@dragon.bas-net.by

Идея работы очень простая. Раз оптические свойства биоткани селективны по длинам волн, ее среда играет роль спектрального фильтра, который заметно ослабляет излучение в определенных участках спектра и преимущественно пропускает свет в других интервалах. Поэтому, варьируя спектр облучения поверхности биоткани, возможно управлять характеристиками светового поля в среде и, следовательно, фотоиндуцированными процессами взаимодействия излучения с тканями. Известны различные такие процессы, например, светокислородный и фотодинамический эффекты [1], диссоциация оксигемоглобина [2]. Все эти механизмы связаны с поглощением света и образованием кислорода в различных формах, оказывающем биофизическое действие. Количественно эффективность указанных процессов можно моделировать, изучая закономерности распространения света и коэффициенты поглощения отдельных хромофоров кожного покрова. Часто при воздействии света на биоткани в терапевтических целях поступают эмпирически, исходя из опыта и статистически накопленной информации. Актуально разработать физически обоснованный, количественный и в то же время достаточно простой инструмент, позволяющий анализировать значимость указанных процессов в зависимости от спектра облучения, его длительности и мощности.

В Институте физики разработана аналитическая методика [3] для расчета световых полей в многослойных биотканях. Используя эту методику применительно к низкоинтенсивной лазерной терапии (НИЛТ), ранее [4] были исследованы эффективные спектры поглощения (спектры действия) $K_{HbO_2}^*$ и K_{Hb}^* основных дериватов гемоглобина HbO₂ и Hb в интервале длин волн $\lambda = 300 - 1000$ нм, а также растворенного молекулярного кислорода K_{O_2} [1] вблизи 640 нм. Показано, что в верхней дерме эффективен синий свет. По мере увеличения глубины *z* длина волны максимума $K_{HbO_2}^*$ (λ) растет, а в глубоких слоях дермы наибольшее воздействие оказывает ближнее ИК излучение с $\lambda \cong 800 - 1000$ нм. В отношении спектра K_{O_2} расчеты показали [4], что при широкой вариации структурных и биофизических параметров тканей его максимум примерно совпадает с максимумом показателя поглощения k_{O_2} [1], но форма деформирована так, что растет вклад красного участка и уменьшается вклад синей части полосы O_2 . Поэтому на кислород эффективнее действует свет, спектральный состав которого несколько смещен в красную сторону относительно максимума поглощения O_2 при $\lambda \cong 640$ нм.

В данной работе изучены спектры действия света на фотосенсибилизатор (Φ C) «Фотолон» [5], применяемый при фотодинамической терапии (Φ ДТ), и на O₂ при других λ .

Стандартная процедура ФДТ включает ввод ФС в кровь. Предложено ряд способов повышения ее эффективности за счет увеличения световой мощности, поглощаемой ФС. Среди таких способов – доставка излучения по волокну, внедренному в ткань, наложение осмотически активного агента на кожу, нагрев ткани и другие. Однако практически все эти способы основаны на облучении в максимуме полосы поглощения ФС. Расчеты показали, что, из-за спектральной селективности характеристик поглощения ФС и других компонент тканей (меланина и крови), максимальная световая мощность, поглощаемая ФС, смещена по λ относительно пика его полосы поглощения [6]. Этот факт иллюстрирует рис. 1. Для примера представлен случай переменной степени оксигенации крови S и фиксированной концентрации С_{bv} капилляров в дерме. На рис. 1 показаны спектры k_{ps} показателя поглощения ФС [5] и рассчитанной поглощаемой им мощности W_{ps}. Отметим, что здесь все данные нормированы на соответствующие значения при $\lambda \cong 665$ нм – длине волны максимума поглощения ΦC , т.е. $W_{\rm ps}(\lambda) = K(\lambda)/K(\lambda=665 \text{ нм})$. Спектр $W_{\rm ps}(\lambda)$ слабо зависит от z и концентрации меланина, но определяется значениями S и C_{bv}. Видно, что максимальная поглощаемая мощность и, как следствие, наибольшая эффективность $\Phi Д T$ реально спектрально смещены на величину $\Delta \lambda$ в красную область. Это смещение может быть достаточно большим, вплоть до 30 – 40 нм при типичных структурных и биофизических параметрах ткани кожи (рис. 2). Рис. 2 иллюстрирует зависимости Δλ и выигрыша w₀ в поглощаемой мощности от параметров C_{bv} и S кожи. Под w₀ понимается отношение мощностей, поглощаемых ФС при облучении на смещенной длине волны и в максимуме поглощения ФС. Отметим, что выигрыш может достигать 2 и более раз.

Известно [1], что желтый свет с длиной волны 580 - 595 нм используют для лечения как злокачественных, так и доброкачественных новообразований приповерхностных участков кожи. Эффективность такого облучения обусловлена, во-первых, сильным поглощением дериватами гемоглобина в этой области спектра и, во-вторых, заметной глубиной проникновения света на указанных длинах волн по сравнению с синим участком спектра. С другой стороны, примерно в этом же спектральном интервале (577 – 593 нм) имеется полоса поглощения O₂ [1] с максимумом на λ_{max} = 586 нм, которую можно использовать для светотерапии дермы. Рассмотрим некоторые особенности поглощения O₂ в этой полосе.





Рис. 1. Спектры $k_{ps}(\lambda) \Phi C$ «Фотолон» (кривая Рис. 2. Зависимости $\Delta \lambda$ (C_{bv}) (кривая I) и *I*) и $W_{ps}(\lambda)$ при S = 0.75 (2) и 0.97 (3), $C_{bv} = 0.04$

 $w_0(C_{\rm bv})$ (2) при S = 0.75; $\Delta\lambda$ (S) (3) и $w_0(S)$ (4) при $C_{\rm bv} = 0.05$

Очевидно, что поглощаемая мощность зависит от произведения $k_{0,}(\lambda) E(\lambda,z)$, где $E(\lambda,z)$ – плотность излучения в биоткани. При смещении Δλ от максимума поглощения О2 значения k_{0,} уменьшаются. Однако показатель поглощения биоткани резко падает в интервале длин волн 580 - 595 нм при смещении в красную область спектра за счет уменьшения показателей поглощения ее основных компонент – меланина, HbO₂ и Hb. Поэтому при $\Delta \lambda > 0$ плотность излучения $E(\lambda, z)$ растет на любых z. Таким образом, указанное произведение может и увеличиваться, и убывать. Когда оно увеличивается, достигается требуемое повышение мощности, поглощаемой О2. Приведенные соображения являются физической основой способа лазерной терапии. Ниже они будут проиллюстрированы конкретными расчетами.



Рис. 3. Спектры w^* (a) и W^* (б), (a) z = 0.3 (2), 1.5 (3) и 3 мм (4); (б) $z_1 = 1$ (2), 1.5 (3), 2 (4) и 3 мм (5)

Рассмотрим дифференциальный w* и интегральный W* спектры поглощения O₂. Первый характеризует свойства поглощения на заданной глубины, а второй – проинтегрированный в пределах от z_1 до конца дермы [3]. Эти спектры нормированы на соответствующие величины при 586 нм. Значения w^* и W^* показывают, во сколько раз различаются поглощаемые мощности при облучении поверхности на длинах волн соответственно λ и λ_{max} . Если $w^* > 1$ или $W^* > 1$, достигается требуемый эффект увеличения поглощаемой мощности при смещении λ относительно λ_{max} на $\Delta \lambda = \lambda - \lambda_{max}$. Результаты расчетов даны на рис. 3. Кривая I – исходный спектр поглощения O₂ в биоткани [1]. Отметим, что вычисления проводились при широкой вариации объемных концентраций меланина и капилляров [5]. Кроме того, рассмотрены пространственно-однородная и слоистая структура дермы [3]. Оказалось, что спектры w^* и W^* , нормированные указанным образом, практически не зависят ни от указанных концентраций, ни от структуры дермы. Поэтому результаты рис. 3 носят общий характер.

Из рис. 3, *а* видно, что при малых $z \le 0,3$ мм спектр *w** практически совпадает со спектром поглощения O₂. На всех длинах волн в полосе поглощения молекулярного кислорода $w^* < 1$. С увеличением глубины, z > 1.5 мм (кривые 3 и 4), имеет место $w^* > 1$, сначала на 15 – 20% превышающие поглощенную мощность при облучении на $\lambda_{max} = 586$ нм, а затем – в несколько раз. При этом смещение $\Delta \lambda = 5 - 8$ нм. Подобное поведение демонстрирует интегральный спектр *W** (рис. 3, *б*). При $z_1 = 1$ мм (кривая 2) O₂ поглощает примерно одинаковую мощности в случае облучения на длинах волн λ_{max} и смещенных на $\Delta \lambda$ относительно λ_{max} . Здесь *W** $\cong 1$. При увеличении $z_1 > 1,5$ мм имеет место рост поглощаемой мощности до 3 – 4 раз в случае облучения поверхности кожи на смещенной длине волны λ . Приведенные примеры показывают, что за счет смещения длины волны облучения на 5 – 8 нм относительно λ_{max} можно добиться роста мощности, поглощаемой молекулярным кислородом в глубоких слоях дермы (z > 1,5 мм), в несколько раз. Соответствующим образом усиливается и терапевтический эффект облучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ по проекту №Ф09Вн-001.

Показано, что спектр облучения поверхности кожи может служить инструментом повышения эффективности фотодинамической и низкоинтенсивной лазерной терапии. Смещение длины волны падающего света вплоть до 30 – 40 нм при ФДТ с использованием фотосенсибилизатора «Фотолон» и на 5 – 8 нм при НИЛТ в желтой области спектра обеспечивает увеличение мощности излучения, поглощаемой соответственно ФС и молекулярным кислородом, в несколько раз по сравнению с облучением в максимуме полосы поглощения хромофора.

Литература

1. Захаров С. Д., Иванов А. В. // Квант. электр. – 1999. – Т. 29, № 3. – С. 192 – 214.

2. Асимов М. М., Асимов Р. М., Рубинов А. Н. и др. / Препр. № 746 ИФ НАН Беларуси. – Минск, 2008.

3. Барун В. В., Иванов А. П. // Квант. электр. – 2010. – Т. 40, № 4. – С. 371 – 376.

4. Барун В. В., Иванов А. П. // ЖПС. – 2010. – Т. 77, № 1. – С. 82 – 88.

5. Хайруллина А. Я., Пархоц М. В. и др. // Опт. спектр. – 2001. – Т. 91. – С. 54 – 60.

6. Барун В. В., Иванов А. П., Thanh N. C., Nhung T. Н.. Способ фотодинамической терапии онкологических заболеваний. Заявка на изобретение РФ. Рег. № 2010125494. Приоритет 21.06.2010.

А. П. Иванов, В. П. Дик, В. В. Барун

МАЛОГАБАРИТНЫЙ СПЕКТРОФОТОМЕТР ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПАРАМЕТРОВ БИОТКАНЕЙ И ГУМОРАЛЬНЫХ СРЕД

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь barun@dragon.bas-net.by

Ряд патологий организма человека можно диагностировать по отклонению структурных и биофизических параметров биотканей и гуморальных сред от соответствующих значений в норме. Поэтому актуально иметь в распоряжении инструмент, позволяющий измерить эти параметры. С другой стороны, при низкоинтенсивной лазерной терапии, фотодинамической терапии, лазерной гипертермии важна информация о глубинном профиле характеристик поля излучения внутри ткани и, в частности, о глубине проникновения света в ткань, которая во многом определяется указанными параметрами. В работе представлена малогабаритная спектрофотометрическая установка, разработанная, изготовленная и модернизируемая в Институте физике (ИФ). Ее назначение – неинвазивная (неразрушающая) диагностика концентрации капилляров и степени оксигенации крови в дерме, концентрации меланина и толщины эпидермиса, а также определение степени оксигенации, гемоглобинного состава, размеров и степени агрегации эритроцитов в пробах крови.

Принцип действия установки основан на выявленных в Институте физике связях измеряемых характеристик световых полей, рассеянных биотканями и гуморальными средами, с диагностируемыми параметрами [1 – 5]. В экспериментах использованы методы рассеяния света и спектрофотометрии в диапазоне длин волн 450 – 900 нм. Измеряемые световые характеристики – спектральные коэффициенты диффузного пропускания и отражения (КДП и КДО), индикатрисы отражения биотканей в условиях *in vivo* и гуморальных сред *in vitro*, коэффициенты направленного пропускания гуморальных сред *in vitro*.

Отличительные особенности спектрофотометра:

- модульная комплектация;
- комплексная неинвазивная спектрофотометрическая диагностика всех оптически значимых параметров тканей, определяющих световые и тепловые поля в среде;
- возможность одновременного измерения ряда функциональных параметров крови;
- компактность, общий вес (без компьютера) 6 8 кг в зависимости от комплектации;
- уникальное программное обеспечение и связь с портом USB компьютера;
- работа от стандартной сети 220 В, 50 Гц.

271



Рис 1. Структурная схема спектрофотометра: И – источник света; ОВК₁ – передающий оптоволоконный кабель; К – коллиматор; ИФ – интерференционный фильтр; ИС – интегрирующая сфера; О – исследуемый образец; ОВК₂ – приемный оптоволоконный кабель; ФП – фотоприемник; ПК – персональный компьютер

На рис. 1 представлена структурная схема установки в режиме измерения спектральных коэффициентов диффузного отражения. Спектрофотометр укомплектован по модульному принципу. Для каждого варианта режима работы общими модулями являются источник света на базе галогенной лампы HL-2000-LL (источник), спектрометр USB4000-VIS-NIR (приемник) и персональный компьютер. Кроме того, макет включает ряд общих вспомогательных блоков и приспособлений, среди которых – программное обеспечение SPECTRASUITE для связи ФП с ПК, приемное и передающее волокно оптическое типа QP400-2-VIS-BX, коллиматор типа 74-ACR, эталон оптический типа WS-1. Все указанные блоки выпускаются фирмой OceanOptics, США. Спектрофотометр может работать в следующих режимах:

- Измерение спектральных коэффициентов диффузного отражения (с использованием интегрирующей сферы ISP-80-8-R, рис. 2). Интегрирующая сфера своей приемной апертурой устанавливается на исследуемый образец или, из соображений удобства, образец помещается на интегрирующую сферу.
- Измерение спектральных коэффициентов диффузного пропускания пробы гуморальной жидкости (с использованием интегрирующей сферы ISP-80-8-R и кюветной камеры для измерения многократно рассеянного света, разработанной и изготовленной в ИФ). Кювету с пробой устанавливают в посадочные места камеры.
- Измерение спектральных коэффициентов пропускания (показателей ослабления) пробы гуморальной жидкости (с использованием кюветной камеры для измерения однократно рассеянного света, разработанной и изготовленной в ИФ).

Измерение спектральных индикатрис отражения света биообъектами (с использованием гониометра, разработанного и изготовленного в ИФ рис. 3). Гониометр своей приемной апертурой устанавливается на исследуемый образец или, из соображений удобства, образец помещается на гониометр. Освещение образца осуществляется по нормали к поверхности, а прием излучения – под некоторым углом. Этот угол может варьироваться в пределах 15 – 75⁰ относительно нормали к поверхности. Предусмотрена взаимозаменяемость приемного и осветительного каналов. Имеется возможность установить пленочные поляроиды в приемном и осветительном каналах для исследования рассеяния поляризованного света.



Рис. 2. Измерение спектральных коэффициентов диффузного отражения света кожей руки



Рис. 3. Измерение спектральных индикатрис отражения света кожей руки



Рис. 4. Спектральные угловые диаграммы яркости света, отраженного кожей руки. Все кривые приведены к 1 при угле отражения 15^0 . Левый и правый рисунки соответствуют двум различным точкам руки. Снизу вверх – длины волны $\lambda = 500, 600, 700, 800, 900$ нм

Индикатрисы отражения света не только несут информацию и структуре поверхности ткани, геометрических, оптических и биофизических характеристиках ее слоев, но также и

могут быть использованы для упрощения и удешевления измерения коэффициента диффузного отражения, т.к. в этом случае не требуется дорогостоящая ИС. Были проведены измерения угловых диаграмм отражения. Пример экспериментальных результатов представлен на рис. 4.

Связь между коэффициентом диффузного отражения и индикатрисой отражения определяется простым интегрированием. В этой целью экспериментальные диаграммы отражения экстраполировались в область больших и малых углов. На рис. 5 сопоставлены прямые измерения коэффициента отражения и его определение по индикатрисе. Как видно, отношение соответствующих кривых близко к 1 в широком спектральном интервале. Это говорит о правомочности использованного подхода.



Рис. 5. Слева – прямое измерение спектра коэффициента диффузного отражения света кожей (верхняя кривая) и его определение по индикатрисе (нижняя). Справа – отношение изображенных слева спектров

Доброволец	Объемная	Объемная	Толщина	Степень	
	концентрация	концентрация	эпидермиса.	оксигенации	
	капилляров,	меланина, %	МКМ	крови	
	%			_	
1	2,1	4,8	92	0,91	
2	2,8	5,7	58	0,63	
3	1,7	3,8	105	0,94	
4	2,6	4,8	78	0,86	

Табл. Структурные и биофизические параметры кожи, восстановленные по измеренным

В таблице представлен пример восстановления структурных и биофизических параметров кожи по спектрам КДО [1]. Как видно, эти параметры имеют разумные значения, типичные для нормальной белой кожи.

Работа выполнена при финансовой поддержке БРФФИ по проекту №Ф09ГКНТ-004.

Представлена спектрофотометрическая установка для измерения спектральных коэффициентов диффузного пропускания и отражения, индикатрис отражения биотканей в условиях *in vivo* и гуморальных сред *in vitro*, коэффициентов направленного пропускания гуморальных сред *in vitro* в диапазоне длин волн 450 – 950 нм. Установка компактна,

укомплектована по модульному принципу, снабжена уникальным программным обеспечением для медико-биологических исследований. Даны примеры реальных измерений на биотканях.

Литература

1. Иванов А. П., Барун В. В. // Опт. спектроск. – 2008. – Т. 104, № 2. – С. 344 – 351.

2. Барун В. В., Иванов А. П. // ЖПС. – 2009. – Т. 76, № 4. – С. 516 – 524.

3. Барун В. В., Иванов А. П., Кватернюк С. М., Петрук В. Г. Способ определения степени агрегации эритроцитов. Заявка на изобретение РБ. Рег. № а 20100492 от 29.03.10.

4. Барун В. В., Иванов А. П. //Сб. мат. III Евраз конгр. «Мед. физ. – 2010». 2010. С. 27 – 29.

5. Иванов А. П., Барун В. В. //Сб. мат. III Евраз конгр. «Мед. физ. – 2010». 2010. С. 96 – 99.

УДК 616.155.3:614.875

¹А.М. Коробов, ²Г.Е. Брилль, ¹Т.А. Лесная, ¹Т.И. Коляда, ¹В.А. Коробов

ЛЕЙКОЦИТАРНАЯ РЕАКЦИЯ ПЕРИФЕРИЧЕСКОЙ КРОВИ ЗДОРОВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЖИВОТНЫХ НА ДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО И СВЕТОДИОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 1,0 МКМ

¹ Харьковский национальный университет имени В.Н.Каразина, НИ лаборатория квантовой биологии и квантовой медицины пл. Свободы, 4, 61077, г. Харьков, Украина тел.: +38(057)754-80-37; +38(057)761-63-09; тел./факс +38(057)707-51-91 lblm@univer.kharkov.ua ² Саратовский государственный медицинский университет имени В.И. Разумовского, ул.Б.Казачья,112, 410012, г. Саратов, Россия, тел.: 7-8452-669752 gbrill@yandex.ru

Высокая эффективность низкоинтенсивной лазерной терапии многими авторами объясняется специфичностью лазерного излучения, а именно, его высокой монохроматичностью, когерентностью и поляризацией.

Однако, известно, что по мере проникновения вглубь биологического материала уже на глубине 200-300 мкм когерентность и поляризация лазерного излучения нарушаются, и далее начинает распространяться некогерентное, но монохроматическое излучение [3, 6, 7, 8].

С другой стороны, низкоинтенсивное немонохроматическое излучение светодиодов также широко используется для лечения и профилактики наиболее распространенных заболеваний человека [1, 2, 4, 5].

Поэтому вопрос об определяющей роли такого специфического параметра лазерного излучения, как монохроматичность, в достижении высокого терапевтического эффекта остается дискуссионным.

Вопрос этот не является праздным и чисто теоретическим. Ответ на него позволит обосновать выбор оптимального источника света для использования в практической медицине.

К сожалению, до настоящего времени не было выполнено ни одной работы, в которой корректно сравнивались бы результаты действия источников света с различной степенью монохроматичности.

Поэтому **целью** данной работы являлся сравнительный анализ динамики лейкоцитарной реакции периферической крови здоровых экспериментальных животных на действие лазерного и светодиодного излучения инфракрасного диапазона спектра с длиной волны 1,0 мкм.

Материалы и методы. Эксперимент поставлен на 78 половозрелых крысах-самцах линии Вистар массой 180-200 г. Облучение экспериментальных животных проводилось светодиодными и лазерными источниками инфракрасного излучения с длиной волны максимума полосы излучения 1,0 мкм. Ширина полосы излучения на уровне половинной интенсивности у лазерного источника составляла 0,001 мкм, а у светодиодного – 0,03 мкм.

276

Мощность излучения составляла 25 мВт при апертуре 1 см². Транскутанное облучение зоны пупартовой связки инфракрасным излучением проводили ежедневно (по 5 минут на сеанс) в течение двух недель.

Для изучения динамики лейкоцитарной реакции животные выводились из эксперимента через 6 часов после облучения, а дальше через 1 сутки, 2 суток, 3 суток, 7 суток, 14 суток.

О лейкоцитарной реакции периферической крови судили на основании определения общего количества лейкоцитов (ОКЛ) и лейкоцитарной формулы.

Результаты и их обсуждение.

На рис. 1 представлена динамика изменения общего количества лейкоцитов в периферической крови здоровых экспериментальных животных при действии монохроматического (лазерного) и немонохроматического (светодиодного) излучения инфракрасного диапазона спектра с длиной волны 1,0 мкм.

Как видно из приведенного рисунка, при действии как лазерного излучения, так и светодиодного, динамика изменения общего количества лейкоцитов в крови практически совпадает.

В обоих случаях к 6-му часу после первого облучения наблюдается повышение ОКЛ по сравнению с контролем (интактные животные). К 1-м суткам ОКЛ достоверно уменьшается в 1,78 раза при лазерном воздействии и в 1,61 раза при действии светодиодного излучения. К 2-м суткам ОКЛ в крови экспериментальных животных возрастает до уровня ОКЛ в крови интактных животных, а затем постепенно снижается к 7-м суткам и вновь возрастает до контрольного значения к 14-м суткам.





На рисунках 2-4 представлены изменения основных видов лейкоцитов в периферической крови здоровых животных при действии лазерного и светодиодного излучения инфракрасного диапазона спектра с длиной волны 1,0 мкм.

У крыс преобладающими клетками в лейкоцитарной формуле являются лимфоциты. Из анализа кривых следует, что динамика изменения количества лимфоцитов (рис. 2) как при лазерном, так и при светодиодном воздействии аналогична динамике изменения общего количества лейкоцитов. А именно, к 6-му часу содержание лимфоцитов несколько увеличивается по сравнению с контролем, достоверно снижается в 1,7 раза к 1-м суткам, возрастает ко вторым и третьим суткам почти до уровня контроля, снижается к 7-м суткам и вновь возрастает к 14-м суткам, достигая значений количества лимфоцитов в контроле.



Рис. 2. Динамика изменения количества лимфоцитов в крови (×10⁹/л) при действии лазерного излучения (сплошная кривая) и светодиодного излучения (штрихпунктирная кривая).

Количество нейтрофилов в крови экспериментальных животных было в 3-4 раза меньше, чем количество лимфоцитов. Динамика изменения количества нейтрофилов (рис.3) имеет такой же характер, как и динамика изменения ОКЛ, однако значения количества нейтрофилов при лазерном и светодиодном облучении отличаются друг от друга сильнее, чем у других видов лейкоцитов. Причем, в некоторых точках количество нейтрофилов при лазерном воздействии больше, чем при светодиодном (6 часов, 3 суток, 7 суток), в некоторых точках, наоборот, меньше (1 сутки, 14 сутки), а на вторые сутки их значения совпадают.

На рис. 4 представлена динамика изменения количества моноцитов в крови экспериментальных животных при действии лазерного и светодиодного излучения. Из рисунка следует, что количество моноцитов как при лазерном, так и при светодиодном воздействии практически совпадает во все время наблюдения (14 суток), а амплитуда отклонения количества моноцитов от контрольных значений весьма малая.



Рис.3. Динамика изменения количества нейтрофилов в крови (×10⁹/л) при действии лазерного излучения (сплошная кривая) и светодиодного излучения (штрихпунктирная кривая).



Рис. 4. Динамика изменения количества моноцитов в крови (×10⁹/л) при действии лазерного излучения (сплошная кривая) и светодиодного излучения (штрихпунктирная кривая).

Содержание эозинофилов в крови экспериментальных животных практически не изменяется на протяжении всего эксперимента.

Выводы.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что лейкоцитарная реакция периферической крови здоровых экспериментальных животных на действие лазерного (монохроматического) и светодиодного (немонохроматического) излучения инфракрасного диапазона спектра с длиной волны 1,0 мкм практически идентична.

Динамика изменения общего количества лейкоцитов, равно как и всех их видов, носит колебательный характер с малым периодом колебаний в начальной стадии процесса (после начала воздействия) и возрастанием периода колебаний в последующие стадии. При этом амплитуда отклонения значений количества лейкоцитов от контрольных значений в каждом последующем периоде меньше предыдущего с тенденцией выхода на уровень контрольных значений.

Работа выполнена в рамках украинско-белорусского проекта, финансируемого Государственным Фондом фундаментальных исследований.

В эксперименте на здоровых половозрелых крысах-самцах линии Вистар показано, что лейкоцитарная реакция периферической крови на действие лазерного (монохроматического) и светодиодного (немонохроматического) излучения инфракрасного диапазона спектра с длиной волны 1,0 мкм практически идентична, а динамика изменения общего количества лейкоцитов и всех их основных видов носит колебательный характер.

Литература:

1. Зинкевич Е.О. Опыт применения монохроматического светодиодного излучения красного диапазона в дерматологической практике. // Материалы международной научнопрактической конференции «Низкоинтенсивное лазерное и светодиодное излучение в медицине и биологии», Санкт-Петербург, 27-28 мая 2009 г., в журнале Нелекарственная медицина. – 2009. – № 2 – с. 35.

2. Кирьянова В.В. Фотохромотерапия как метод профилактики инфицирования ожоговой раны у детей./ В.В. Кирьянова, Е.Н. Сергеева, Я.Р. Кустова // Материалы международной научно-практической конференции «Низкоинтенсивное лазерное и светодиодное излучение в медицине и биологии», Санкт-Петербург, 27-28 мая 2009 г., в журнале Нелекарственная медицина. – 2009. – №2 – с.40-41.

3. Клебанов Г.И. Первичные и вторичные молекулярно-клеточные механизмы квантовой терапии оптического диапазона спектра. // Сборник трудов Девятой международной научно-практической конференции по квантовой медицине, Москва, 16-20 декабря 2002г. – М.: Институт квантовой медицины, и Акционерное общество "МИЛТА-ПКП ГИТ", 2002.- с.27-40

4. Колупаева Т.В. Опыт применения фотонных технологий для оздоровления человека./ Т.В. Колупаева, А.М. Коробов, Т.А. Лесная и др.// Материалы XXXII Международной научнопрактической конференции «Применение лазеров в медицине и биологии», Гурзуф, 7-10 октября 2009 г. – Харьков: ФОП «Петрова I.В.», 2009. – с. 120.

5. Коробов А.М. Фототерапевтические аппараты Коробова серии «Барва». Изд. второе., перераб. и доп./ А.М. Коробов, В.А. Коробов, Т.А. Лесная – Харьков: ИПП «Контраст», 2008. - 176 с.

6. Москвин С.В. Основы лазерной терапии. / С.В. Москвин, В.А. Буйлин – М.- Тверь: ООО "Издательство "Триада", 2006. – 256 с.

7. Синяков В.С. Голографическая интерферометрия и когерентное световое излучение в физиологических исследованиях: Автореф.дис.докт.биол.наук – М., 1988.-32с.

8. Тучин В.В. Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях. – Саратов: Изд-во Саратовского университета, 1998.- 382 с.

А.М. Сафаров, Д.Д. Хамидов, Т. Шукуров, Б.П. Шарипов, М.Д. Набиева

ПРИМЕНЕНИЕ ВНУТРИВЕННОГО ЛАЗЕРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ КРОВИ В КОМПЛЕКСНОМ ЛЕЧЕНИИ СОЧЕТАННОГО ЭХИНОКОККОЗА ПЕЧЕНИ И ЛЕГКИХ

Городская клиническая больница скорой медицинской помощи, Физико-технический институт им. С. У. Умарова АН РТ, г. Душанбе, ул. Айни 46, проезд 1, t_shukurov@mail.ru

Эхинококкоз печени и легких является тяжелым паразитарным заболеванием и находится в центре внимание клиницистов [1]. Особенности патофизиологических изменений, выявленные у больных с множественным эхинококкозом печени и легких, наряду с хирургическими методами лечения заставляют искать пути эффективной немедикаментозной детоксикации организма. Среди существующих методов особое место отводится низкоинтенсивному лазерному излучению (НИЛИ). Преимущество НИЛИ состоит, прежде всего, в том, что своей точкой приложения оно имеет внутренние, гуморальные факторы, определяющее патогенез заболевания. Поэтому нами была предпринята попытка исследовать механизм влияния лазеротерапии (ЛТ) на степень эндотоксикоза, что позволило выявить влияние указанного физического фактора на организм больного в целом, как интегральный показатель гомеостаза, определяющий не только результат лечения, но и прогноз заболевания [2, 4]. Общеизвестно, что воздействие НИЛИ на организм осуществляется через гуморальное звено интоксикационного синдрома. Поводом для исследования послужили работы, указывающие на отрицательное влияние ЛИ и то, что до сих пор нет научно обоснованного метода выбора доз облучения при низкоинтенсивной лазеротерапии [3, 4].

Целью настоящих исследований является улучшение результатов лечения сочетанного эхинококкоза легких и печени с применением внутривенного лазерного облучения крови (ВЛОК) в послеоперационном периоде.

С этой целью изучено влияния ВЛОК в комплексе интенсивной терапии на показатели эндотоксикоза у 39 больных в послеоперационном периоде за период 2004-2010 гг. в ГКБ СМП г. Душанбе. Возраст больных составлял от 15 до 60 лет, из них мужчин 24, женщин 15. Для сравнительной оценки влияния ВЛОК на послеоперационное течение было обследовано 26 больных (контрольная группа) с аналогичным диагнозом, которым лазеротерапия после операции не проводилась, и лечение ограничивалось традиционными методами. Облучение проводилось аппаратом «Матрикс-ВЛОК» с помощью одноразовых световодов КИВЛ-01 путем пункции локтевой или подключичной вены. Длина волны излучения составляла $\lambda = 632,8$ нм. Мощность излучения на выходе световода

регулировалось в пределе 2–5 мВт. Длительность сеансов ВЛОК составляла по 17–20 мин, два раза в сутки, курс 7–10 сеансов, ежедневно.

Все больные были оперированы в условиях комбинированной общей анестезии с применением искусственной вентиляции легких (ИВЛ). Оперативное вмешательство производилось после соответствующей предоперационной дезинтоксикационной, десенсибилизирующей терапии, и других мероприятий, основными задачами которых было, прежде всего, обеспечение нормализации объема циркулирующей крови (ОЦК), улучшение реологии крови и стабилизация параметров гемодинамики на безопасном уровне. После операции больные в течение всего критического периода находились в отделении реанимации, где проводилась комплексная интенсивная терапия, которая включала многокомпонентный динамический контроль различных функциональных и биохимических показателей.

Комплекс обследования включал: определение АД, ЦВД, ЭКГ, определение печеночных индикаторов, ферментов, билирубина, мочевины, измерение объема часового и суточного мочеотделения, температурного градиента, УЗИ в динамике и рентгеновское исследование легких. Для оценки степени токсичности крови изучали: уровень пептидов средних молекулярных масс (CMM), время выживаемости парамеций (BBΠ), лейкоцитарный индекс интоксикации (ЛИИ), а также ИК-спектры плазмы крови. Комплексная интенсивная терапия у обследованных больных включала интраоперационную санацию брюшной полости с учетом объема, ионный состав, осмольярность, состояние гипокоагулирующей функции легких, лаваж кишечника, энтеросорбция, дезинтоксикация с учетом физиологической системы организма, коллоидно-осмотическое состояние и внутрисосудистое лазерное облучение кровы.

В результате лечения у больных основной группы происходило более выраженное восстановление функционального состояния печени, ускорение заживления остаточной полости печени. У больных данной группы отмечается снижение случаев гнойносептических осложнений в ближайшем послеоперационном периоде по сравнению с больными контрольной группы. Bce это указывает на биостимулирующий, бактериостатический эффект ЛТ. Диапазон разнообразных специфических эффектов биологической стимуляции, снижение местных воспалительных процессов и ускорение заживления ран, восстановления нарушенной гемодинамики и снятие локальных болей, наблюдаемых после сеансов низкоинтенсивной лазерной терапии, свидетельствует, вопервых, об интенсивном насыщении гемоглобина кислородом, во-вторых, о значительном усилении микроциркуляции в тканях. Лазерное облучение оказывает стимулирующее действие на функциональной потенциал печеночной ткани и на порции желчевыделения.

В проведенной работе нас интересовало влияние лазеротерапии на лейкоцитарную реакцию. При проведении ЛТ непосредственно после первого сеанса достоверного изменения в содержании лейкоцитов и лейкоцитарной формулы не найдено. Однако через 2-3 суток были отмечены изменения, которые нам кажутся закономерными. У больных средней тяжести ответная реакция крови на ЛТ была однонаправленной – снижение лейкоцитов шло без изменения содержания лимфоцитов в периферической крови. У больных тяжелой группы реакция была не однозначной. Снижение лейкоцитоза у части больных с лимфопенией (9) шло без роста абсолютного числа лимфоцитов и снижения ЛИИ. У большинства (16) больных параллельно снижению числа лейкоцитов и лейкоцитарного индекса интоксикации возросло количество лимфоцитов.

ЛТ у больных эхинококкозом в большинстве случаев ведет к нормализации показателей белой крови. Однако у некоторых пациентов с осложненными формами эхинококкоза она может снизить силу ответа лимфоцитарного звена, что заставляет индивидуально подходить к определению параметров низкоинтенсивного лазерного излучения.

В зависимости от тяжести и выраженности интоксикационного синдрома нормализация показателей эндотоксикоза наступала у больных первой группы после второго-третьего сеанса ЛТ, повторные сеансы обеспечивали поддержание сниженного уровня интоксикации. Во второй группе больных для достижения стойкого улучшения показателей эндотоксикоза требовалось проведение семи, а иногда и более, сеансов ЛТ, что, вероятно, обусловлено длительно некупирующимся интоксикационным синдромом.

Биохимические	0	сновная гру	ппа	Контрольная группа			
покозотали	(с пр	именением	ВЛОК)	(без с применения ВЛОК)			
показатели	до опер.	3-6 сутки	10 сутки	до опер.	3-6 сутки	10 сутки	
		п/о	п/о		п/о	п/о	
Общий белок	76,3±2,6	63,5±1,7	72,9±1,3	74,3±2,0	63,1±2,4	64,1±2,7	
Общий билирубин	18,7±1,2	16,4±1,8	0,9±1,8	16,7±3,2	21,3±1,7	19.1±1,9	
Прямой билирубин	3.4±0.9	3,1±0,8	2,4±0,7	1,4±0,3	5,8±1,2	3,9±0,7	
AcAT	0,26±0,03	0,63±0,04	0,21±0,05	0,33±0,04	0,70±0,06	0,59+0,04	
АлАТ	0,24±0,03	0,73±0,06	0,39±0,03	0,29±0,04	0,88±0,06	0,67±0,05	
Мочевина	5,5±0,4	7,3±0,5	5,9±0,6	5,7±0,4	8,8±0,5	7,2±0,4	
Фибриноген	3,3±0,5	2,9±0,4	3,2±0,3	2,9+0,3	2,2±0,5	2,3+0,5	
Тимоловая проба	2,7±0,5	3,5±0,5	3,2±0,6	3,2±0,5	3,9±0,6	3,6±0,6	
альбумин/глобули-	$1,29\pm0,03$	0,99±0,02	1,21±0,03	$1,20\pm0,04$	0,86±0,02	1,09±0,03	
новый							
коэффициент.							

Таблица. Динамика показателей функционального состояния печени

Из данных таблицы видно, что в результате лазеротерапии на 6-10 сутки после оперативного вмешательства отмечено снижение активности ферментов крови. Лазеротерапия способствовала увеличению общего белка крови по сравнению с 3-6 сутками. Альбумин/глобулиновый коэффициент возрос к 6-10 суткам после операции. Отмечено снижением концентрации мочевины на 20,8%, билирубина на 52,6% и печеночных ферментов на 12% по сравнения с контрольной группой.

По данным проведенного иммунологического профиля у оперированных больных контрольной группы на 3-6 сутки после операции развивается угнетение иммунитета. У основной группы больных применение ВЛОК позволило на 3-6 сутки уменьшить число послеоперационных осложнений и летальных исходов более чем в 2 раза. Известно, что дисбаланс показателей иммунной системы влияет на течение ПОП, во многом определяя возникновение послеоперационных инфекционно-воспалительных осложнений. Следовательно, применение ВЛОК, позволяющее добиться сокращения ПОП рецидивов, всегда представляет большой научно-практический интерес.

Полученные результаты подтверждают данные о высокой детоксикационной способности используемого НИЛИ, которые позволяет достичь снижения числа послеоперационных осложнений и летальных исходов более чем в 2 раза у данной категории больных, и дают основание использовать его для стимуляции крови больных с множественными эхинококками печени и легких. Динамика показателя активности парамеция, ЛИИ и выбранная тактика могут быть использованы как критерий эффективности проведения ВЛОК.

Таким образом, полученные результаты подтверждают данные о высоком биостимулирующем, бактериостатическом эффекте применяемого ВЛОК, и дают основание включать данный метод фототерапии в комплексное лечение больных перитонитом.

Литература

1. Назаров Ш.К. Диагностика и хирургическое лечение эхинококкоза печени органов брюшной полости // Автореф. дисс. д.м.н., Москва. – 2005. – с. 18–20.

2. Московин С.В. Эффективность лазерной терапии. – Москва: НЛПЦ. «Техника», 2003, – 256 с.

3. Клебанов Г.И., Крейпина М.В., Махромия М.Г., Христофоров В.Н. и др. Лазеротерапия: клиническая эффективность и молекулярно-клеточные механизмы // Материалы конференции Российского государственного медуниверситета, кафедра биофизики, 2003. – С. 142–144

4. Хамидов Д.Д., Вахидов А.В., Шукуров Т., Внутривенное лазерное облучение крови при синдроме системного воспалительного ответа// Журнал здравоохранения Таджикистана, 2007, № 1–2. – С 55–59

Д.Д. Хамидов, Т. Шукуров, З.К. Косимов, А.М.Сафаров, М.М. Шукурова

МОНИТОРИНГ СОСТОЯНИЯ ГЕМОДИНАМИКИ С ПРИМЕНЕНИЕМ ВЛОК ПРИ ОПЕРАЦИИ У БОЛЬНЫХ С ЭХИНОКОККОЗОМ ПЕЧЕНИ

Таджикский институт последипломной подготовки медицинских кадров Физико-технический институт им. С.У. Умарова АН. РТ г. Душанбе, Республика Таджикистан, пр. И. Сомони 59 t_shukurov@mail.ru

Целью настоящего исследования является изучение влияния внутривенного лазерного облучения крови (ВЛОК) на гемодинамику большого круга кровообращения (БКК) во время сеанса лазеротерапии (ЛТ) по данным полученным мониторного наблюдения методом катетеризации камер сердца у больных с эхинококкозом печени.

Мониторное наблюдение больных начинались с момента поступления больного в операционную и установки датчиков для регистрации электрокардиографии и температуры тела. Посредством венепункции по методу Сельдингера катетеризировали подключичную вену с подключением в Physiological Pressure Transducer CE 0470 Capto SP 844 и к аппарату Dash 3000.

В зависимости от тяжести состояния больные были разделены на 2 группы. Первая группу составляли больные со средней степенью тяжести эхинококкоза печени; во вторую группу – больные с тяжелой осложненной формой эхинококкоза печени.

С целью изучения параметров гемодинамики применялось ВЛОК, способствующее снижению гемостатического потенциала вследствие активации антикоагулянтной и фибринолитической систем, что обусловлено восстановлением гипокоагулирующей функции легких и ликвидацией имеющихся признаков дессиминированного внутрисосудистого свёртывания на фоне улучшения показателей большого и малого кругов кровообращения [1, 2].

Результаты исследования гемодинамики большого круга кровообращения методом эхокардиографии согласуются с литературными данными, указывающими на объективность применяемого метода. Выполненный нами статистический анализ результатов исследования сердечного выброса (СВ), полученных методом тетраполярной реоплетизмографии и параллельно – определением ударного объема аппаратом Toshiba Just Vision – 200, показал среднюю корреляционную положительную зависимость (r = 0,569).

Обследование, проведенное до начала лечения лазерным излучением, позволило выявить у больных средней тяжести эхинококкозом печени (табл. 2) гипердинамический тип гемодинамики. Первый сеанс ЛТ привел к снижению частоты сердечных сокращений (ЧСС) на 12,5% и повышению ударного индекса (УИ) на 21,9 %. Изменения объема секундного выброса и сердечного индекса (СИ) зарегистрировано не было. После второго сеанса ЛТ ударный индекс возрос в 1,2 раза, но при этом СИ достоверно не изменился. К третьему сеансу ЛТ ударный индекс превышал исходные значения на 34,1%, а ЧСС составила 83,3%, но, несмотря на это, статистически значимых изменений СИ и объем сердечного выброса (ОСВ) попрежнему не отмечалось.

Таблица 1. Показатели гемодинамика БКК у больных средней тяжести эхинококкозом печени при проведении ЛТ

Этапы	ЧСС,	САД,	УИ,	СИ,	OCB,	ОПСС,
исследования	МИН	мм рт ст	мл/м ²	л/мин/м ²	мл/с	дин см с $^{-5}$
Исход n= 22	90,7±3,4	87,3±1,4	41,6±4,4	3,69±0,35	307,4±35,4	1225,4±89,9
После 1-го	80,4±2,5	86,5±1,5	50,75±2,4	4,34±0,4	319,7±20,2	1051,8±89,2
После 2-го	79,3±3,2	89,4±2,1	49,3±2,7	3,77±0,22	300,8±17,3	1215,0±75,7
После 3-го	75,6±4,1	86,8±1,3	55,8±2,3	4,21±0,33	336,4±29,7	1070,8±78,4

Примечание - достоверно отличающиеся показатели по отношению к исходному значению выделены жирным шрифтом

Во второй группе (n = 23) гемодинамические показатели соответствовали состоянию гипокинетической гиподинамии. Низкий УИ на учащенный сердечный ритм не мог обеспечить должного уровня кровообращения (СИ p<0,05 к должному). Эти изменения наблюдались при сниженном ОСВ и повышенном значении общего периферического сосудистого сопротивления (ОПСС).

Каждый проведенный сеанс лазеротерапии в этой группе больных вел к росту УИ. После первого сеанса ЛТ ударный индекс возрос на 26,9%, после второго составил 136,5%, после пятого - 187,0% и соответствовал значению исходного показателя. Соответственно росту УИ возрастал ОСВ, который к третьему сеансу составил 143,3% к исходному значению.

Увеличение ударного выброса (УВ) у больных тяжелой степени, в отличие от больных средней степени тяжести, вело к увеличению минутного объема кровообращения. Первый сеанс ЛТ сопровождался увеличением СИ на 28,8%, а после третьего сеанса - 132,7% (p<0,05).

Одним из определяющих факторов в улучшении гемодинамики при проведении лазеротерапии у больных тяжелой степенью эхинококкоза печени было снижение ОПСС. После первого сеанса лазеротерапии оно понизилось на 34,4%, второго – на 41,4% (p<0,05).

Колебания показателей гемодинамики большого круга кровообращения, которые наблюдались в процессе лечения, объясняются, по-видимому, сохраняющейся интоксикацией у наиболее тяжелых больных из группы, которым требовалось проведение большего числа сеансов лазеротерапии.

Этапы	ЧСС,	САД,	УИ,	СИ,	OCB,	ОПСС,
исследования	МИН	мм рт ст	мл/м ²	л/мин/м ²	мл/с	дин см с $^{-5}$
Исход. n=23	99,5±2,3	85,1±1,1	26,3±1,6	2,08±0,17	191,8±11,0	2083,4±98,0
После 1-го	84,4±0,01	84,2±2,6	33,4±2,5	2,68±0,16	249,8±24,2	1549,7±88,0
После 2-го	84,6±0,01	79,2±2,6	35,9±3,5	3,0±0,28	274,9±20,8	1473,6±84,2
После 3-го	79,5±0,01	94,5±3,5	36,2±3,8	2,76±0,13	196,5±8,2	1728,2±78,4
После 4-го	75,5±6,6	96,0±4,1	50,3±4,3	3,78±0,3	226,8±13,2	1295,7±84,3
После 5-го	72,4±5,5	97,8±3,7	49,2±4,8	3,56±0,3	291,2±21,3	1395,6±77,3

Таблица 2. Показатели ГБКК у больных тяжелой степенью эхинококкоза печени при проведении ЛТ (M±m)

Примечание – достоверно отличающиеся показатели по отношению к исходному значению выделены жирным шрифтом.

Лазеротерапия в первые минуты ведет к снижению СВ и учащению сердечного ритма, что связано, вероятно, с включением дополнительного объема гемоперфузионной системы но, снижая уровень интоксикации и ее воздействие на сердечно-сосудистую систему, ЛТ способствует восстановлению нарушенной гемодинамики. У больных через 30 минут сеанса замедляется пульс, снижается повышенное ОПСС, повышается контрактильная способность миокарда. Восстановление должного объема кровообращения, показателями которого являются ударный и сердечный индексы, происходит как за счет усиления циркуляторного сокращения миокарда, так и снижения общего периферического сопротивления (p<0,05). Оставаясь неизменным, средние артериальное давление (САД) указывало, что ЛТ не оказывает особого влияния на преднагрузку, т.е. на венозный возврат.

Улучшение показателей гемодинамик БКК при выбранном режиме лазеротерапии наступает в большинстве случаев к 30 минуте.

Сопоставления изменение показателей сократительной способности сердца (УИ и ОСВ) с динамикой ЧСС у больных средней степени тяжести, можно сделать вывод, что нормализация гемодинамики БКК у больных с гипердинамическим типом нарушения кровообращения, вызванным интоксикационным синдромом, происходит за счет замедления сердечного ритма, и увеличения объема сердечного выброса при постоянном минутном объеме кровообращение и СИ. В основе этого лежит снижение конечного систолического объема левого желудочка и увеличения ОСВ.

У больных тяжелой степени тяжести ЛТ ведет к увеличению как ударного, так и минутного объема кровотока с замедлением сердечного ритма и увеличением скорости изгнания крови из желудочков. Сравнение показателей ГБКК второй группы при проведении ЛТ выявило тенденцию перехода гиподинамического типа кровообращения у больных тяжелой степени в гипердинамический.

Таким образом, полученные результаты показывают, что в зависимости от тяжести и выраженности интоксикационного синдрома нормализация гемодинамики наступала у больных первой группы после второго-третьего сеанса ЛТ, повторные сеансы обеспечивали поддержание сниженного уровня интоксикации. Во второй группе больных для достижения стойкого улучшения гемодинамики требовалось проведение семи, а иногда и более, сеансов ЛТ, что, вероятно, обусловлено длительно некупирующимся интоксикационным синдромом.

Литература:

1. Хамидов Д.Д., Анестезиологическое пособие и лазеротерапия у больных с перитонитом. Автореферат к.м.н., 2007. – 22 с.

2. Назаров Ш.К. Диагностика и хирургическое лечение эхинококкоза печени и органов брюшной полости. Автореф.д.м.н. Москва, 2005. – 42 с.
А. П. Иванов, В. В. Барун

ОСОБЕННОСТИ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА СУСПЕНЗИЕЙ ЭРИТРОЦИТОВ ПРИ ИХ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ УПАКОВКИ

Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь barun@dragon.bas-net.by

Существует большая серия работ, посвященная оценке вклада локализованного поглощения света кровеносными сосудами в биологической ткани [1], гемоглобином эритроцитов в пробе крови или в самих сосудах [2], хлорофиллом водорослей в морской воде [3] (под «локализованным» здесь понимается сосредоточенность поглотителя в ограниченном объеме). Для оценки связи между показателями поглощения элементарного объема неоднородной k_* и однородной \overline{k} сред рассчитывается поправочный коэффициент $C \leq 1$. Иногда такую связь называют эффектом «сита». В основе его определения лежит соотношение

$$k_* = N\sigma_p = NS_p \left(1 - T_p\right) = \overline{k} \frac{S_p \left(1 - T_p\right)}{k\upsilon_p} = \overline{k}C.$$
⁽¹⁾

Здесь N – число поглощающих частиц в единице объема; σ_p , S_p и v_p – соответственно поперечник поглощения, геометрическое сечение и объем частицы; T_p - коэффициент пропускания света частицей; k – показатель поглощения материала частицы; $\overline{k} = Nkv_p$.

$$C = \frac{S_p \left(1 - T_p\right)}{k \upsilon_p}.$$
(2)

Обычно коэффициент *C* определяют численно. В [1] применительно к частицам в виде цилиндров, моделирующим эритроциты, предложены аналитические выражения. Недостатком формулы (2) является то, что она справедлива при малых концентрациях центров поглощения. В настоящей работе предлагается другой аналитический подход, применимый к большим концентрациям.

Разобьем слой на множество элементарных плоскопараллельных слоев перпендикулярных к падающему на них свету. Каждый из них образует однорядный слой поглощающих частиц. Частицы не экранируют друг друга и полностью (а не частично) находятся в нем. Они распределены по слою хаотически. Корреляции в распределении между слоями нет. Для *n* однорядных слоев коэффициент пропускания параллельного пучка света

$$T = T_1^n = \left(1 - \eta + T_p\right)^n = e^{-\tau_*}.$$
(3)

В (3) T_1 - коэффициент пропускания однорядного слоя; η - коэффициент перекрытия, равный площади поперечного сечения частиц на единице поверхности; $\tau_* = k_*l$ - эффективная толщина многорядного слоя (l – его геометрическая толщина). Очевидно, что оптическая толщина n слоев $\tau_0 = n\overline{\tau_1}$, где $\overline{\tau_1} = \eta \tau_1 = -\eta \ln T_p$ - средняя оптическая толщина однорядного слоя, $\tau_1 = -\ln T_p$ - оптическая толщина частицы в направлении падающего луча света. Если подставить указанные выражения в (3), то получим поправочный коэффициент

$$C = \frac{\ln\left[1 - \eta + \eta T_p\right]}{\eta \ln T_p}.$$
(4)

Представляет интерес оценки границ применимости самой формулы (4). Естественно, что со стороны малых η ограничений нет. Оценим предельно допустимые максимальные значения η . Разобьем мысленно однорядный слой на множество одинаковых прямоугольных параллелепипедов, грани которых равны среднему расстоянию между центрами частиц в трех взаимно перпендикулярных направлениях. В каждом параллелепипеде может находиться только одна частица. Пусть частицы являются одинаковыми цилиндрами с высотой *h* и диаметром *d*, ориентированными в одном направлении, характеризуемом радиальным ϕ (отсчитываемым от направления падающего луча) и азимутальным ψ углами. Любая частица не выйдет за размеры своего параллелепипеда, если размеры его ребер будут не менее

$$d, \qquad H = d\left(x\cos\varphi + \sin\varphi\right), \qquad D = d\left(x\sin\varphi + \sin\cos\varphi\right), \tag{5}$$

где x = h/d.

Очевидно, максимально возможные коэффициент перекрытия η и соответствующая ему объемная концентрация частиц C_v будут

$$\eta = \frac{S_p(x,\varphi)}{Dd}, \qquad C_{\nu} = \frac{\pi d^2 h/4}{hDd} = \frac{\pi x}{2\left[\left(1 + x^2\right)\sin 2\varphi + 2x\right]}.$$
 (6)

Формула для расчета $S_p(x, \phi)$ предложена в [2]. Когда поглощающие частицы хаотически ориентированы по углам, мысленный параллелепипед, в котором должна находиться одна частица, превращается в куб. Можно показать, что его ребро должно быть не меньше диагонали цилиндра, равной $\sqrt{h^2 + d^2}$. Тогда

$$\eta = \frac{\sigma_p(x)}{h^2 + d^2}, \qquad C_v = \frac{\pi d^2 h/4}{\left(h^2 + d^2\right)^{3/2}} = \frac{\pi x}{4\left(1 + x^2\right)^{3/2}}.$$
(7)

Здесь $\sigma_p(x)$ - среднее значение поперечников хаотически ориентированных частиц [1]. Общая картина условий, при которых можно пользоваться формулой (4), представлена в табл. 1. В ней в каждой клетке максимально допустимое η (верхнее число) и C_V (нижнее число).

arphi ,град,	h/d							
	0,25	0,5	0,707	1	2	4	10	
0	0,785	0,785	0,785	0,785	0,785	0,785	0,785	
	0,785	0,785	0,785	0,785	0,785	0,785	0,785	
20	0,803	0,819	0,829	0,843	0,876	0,913	0,954	
	0,332	0,436	0,467	0,478	0,436	0,332	0,185	
40	0,823	0,849	0,865	0,884	0,92	0,951	0,977	
	0,254	0,352	0,384	0,396	0,352	0,294	0,131	
60	0,851	0,885	0,904	0,922	0,952	0,973	0,988	
	0,276	0,377	0,409	0,421	0,377	0,276	0,146	
90	1	1	1	1	1	1	1	
	0,785	0,785	0,785	0,785	0,785	0,785	0,785	
Хаотическая	0,554	0,628	0,632	0,589	0,393	0,208	0,082	
ориентация	0,179	0,281	0,302	0,278	0,14	0,045	0,00774	

Табл. 1. Максимально допустимые значения η (верхнее число) и С_v (нижнее)

Перейдем к анализу результатов расчетов применительно к цилиндрам, моделирующих эритроциты и их агрегаты. В табл. 2 при разной форме и ориентации цилиндров в каждой клетке приведены значения *C* по (4) для максимально допустимого коэффициента перекрытия, указанного в табл. 1, и по (2) для разреженной системы. Видно, что в большинстве случаев эти значения значительно отличаются друг от друга. Т.е. при переходе к конденсированным системам формула (2) дает большие ошибки и необходимо пользоваться формулой (4).

Табл. 2. Сравнение поправочных коэффициентов С для разреженной и плотно упакованной систем цилиндрических поглощающих частиц

φ,		h/d		ф, град		h/d		ka
град	0,5	2	10		0,5	2	10	
0	0,995	0,978	0,874	90	1	1	1	0,1
	0,975	0,906	0,632		0,962	0,962	0,962	
	0,941	0,724	0,196		1	1	1	1
	0,787	0,432	0,1		0,701	0,701	0,701	
	0,724	0,245	0,049		1	1	1	4
	0,432	0,125	0,025		0,354	0,354	0,354	
40	0,997	0,997	0,999	Хаотич,	0,991	0,976	0,958	0,1
	0,974	0,948	0,939	ориент,	0,968	0,952	0,942	
	0,967	0,964	0,984		0,911	0,795	0,687	1
	0,776	0,621	0,571		0,742	0,643	0,605	
	0,87	0,868	0,911		0,718	0,51	0,364	4
	0,429	0,258	0,211		0,384	0,275	0,244	

Часто используют приближение сферических частиц для центров поглощения других форм. Поэтому выскажем несколько слов о сферических частицах, а затем – о правомочности этого приближения при плотной упаковке. Для сферы

$$T_{p} = \frac{1 - (1 + kd) \exp(-kd)}{0.5(kd)^{2}},$$
(8)

где *kd* - оптический диаметр сферы. Тогда, подставляя (8) в (2) и (4), можно просто находить коэффициент *C* для разреженной и плотно упакованной систем. Когда используется система однорядных слоев, сфера вписывается в мысленный куб, ребро которого не должно быть меньше *d*, и максимально допустимые $\eta = \pi/4$, $C_v = \pi/6$.

На рисунке представлена общая картина зависимости поправочного коэффициента от коэффициента перекрытия для центров поглощения в виде цилиндров и сфер при различных ситуациях. Сравнение данных по *C* для цилиндров и сфер показывает, что они всегда разные. У цилиндров разной формы и ориентации значения *C* сильно отличаются. У сферы этого нет. Поэтому описывать эффект сита с помощью сфер, когда центры поглощения далеко не сферические, нельзя.



Рисунок. Зависимость $C(\eta)$ для цилиндрических (кривые и \blacktriangle) и сферических (•) частиц при $\phi = 0$ (сплошные), 90 град (штриховые) и хаотическая ориентация (\blacktriangle), h/d = 0.25 (1), 1 (2) 4 (3) при одинаковом количестве поглотителя в среде

Описан способ расчета показателя поглощения света суспензией эритроцитов крови и их агрегатов. Методика расширяет известные подходы оптики дисперсных сред на случай высокой плотности упаковки частиц и в то же время является аналитической и простой для вычислений. Ее можно использовать для развития новых способов определения гематокрита крови, размеров и степени агрегации эритроцитов спектрофотометрическим методом.

- Литература
- 1. Барун В. В., Иванов А. П. Оценка вклада локализованного поглощения света кровеносными сосудами в оптические свойства биологической ткани // Опт. спектроск. 2004. Т. 96, № 6. С. 1019 1024.
- 2. Барун В. В., Иванов А. П. Локализованное поглощение света суспензией эритроцитов // ЖПС. – 2009. – Т. 76, № 4. – С. 516 – 524.
- 3. Duysens L. N. M. The flattening of the absorption spectrum of suspensions, as compared to that of solutions // Biochim. Biophys. Acta. 1956. V. 19. Pp. 1 12.

С.А. Лысенко, М.М. Кугейко

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СПЕКТРОВ ОТРАЖЕНИЯ СВЕТА ДЛЯ ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРОНИКНОВЕНИЯ ЛЕКАРСТВЕННЫХ И КОСМЕТИЧЕСКИХ ПРЕПАРАТОВ В КОЖУ

БГУ им. В.И. Ленина, пр. Независимости, 4, 220030 Минск, Беларусь Киgeiko@bsu.by

Введение. При воздействии на кожу, в лечебных или косметических целях, важна оценка эффективности проникновения данного препарата в кожу. Диагностическими параметрами в этом случае выступают подкожная концентрация препарата, его глубина проникновения и коэффициент диффузии. Информация о данных параметрах важна и при контроле биодоступности лекарственных средств в экспериментах по лазерофорезу, а также для выбора оптимальных параметров лазерного излучения.

В настоящее время существует целый ряд биофизических методов по определению коэффициентов диффузии, различных веществ, но, к сожалению, только небольшая часть существующих методов может быть с успехом использована для оценки коэффициентов диффузии в биотканях. В основном существующие методы основаны на использовании техники флуоресцентных измерений или использовании радиоактивных меток для регистрации потока диффундирующего вещества. Использование техники флуоресцентных измерений невозможно для определения характеристик нефлуоресцирующих веществ, а использование радиоактивных веществ нежелательно в случае измерений *in vivo*. Известные методы определения коэффициентов диффузии нефлуоресцирующих иммерсионных жидкостей в биотканях, основанные на регистрации коллимированного пропускания образца биоткани, существенно отягощены влиянием многократно рассеянного вперед излучения и трудно реализуемы для условий *in vivo*.

Ниже приводятся теоретические основы методики определения концентрации вводимых путем диффузии лекарственных или косметических препаратов (ЛКП), состоящих в самом общем виде из диспергированных микрочастиц твердого вещества в жидкой основе (вода, масло и т. п.), по спектрам диффузного отражения кожи до и после нанесения на нее препарата.

Оптическая модель кожи с ЛКП. В данной работе, как и во многих других, кожа моделируется как совокупность параллельных слоев (роговой слой, эпидермис и дерма) с различающимися оптическими и геометрическими характеристиками. Полагается, что рассеивающие свойства кожи определяются в основном дермой (а именное, входящими в ее состав коллагеновыми волокнами и внутритканевой жидкостью), поскольку ее толщина составляет 95% толщины кожи человека, а коэффициенты рассеяния эпидермиса и дермы сравнимы по величине. Для описания рассеяния света в кожи используется аппарат теории Ми. Спектральные зависимости

показателей преломления (ПП) внутритканевой жидкости *n*_{base} и коллагеновых волокон *n*_{fibre} имеют вид:

$$n_{base}(\lambda) = 1.351 + 2134.2 \cdot \lambda^{-2} + 5.79 \cdot 10^8 \cdot \lambda^{-4} - 8.15 \cdot 10^{13} \cdot \lambda^{-6},$$

$$n_{fibre}(\lambda) = 1.439 + 15880.4 \cdot \lambda^{-2} - 1.48 \cdot 10^9 \cdot \lambda^{-4} + 4.39 \cdot 10^{13} \cdot \lambda^{-6}.$$
(1)

Спектр размеров коллагеновых волокон описывается гауссовым распределением со средним размером $D_m^{\text{fibre}} = 0.4 - 1.7$ мкм и дисперсией $\sigma = 0.1$ мкм. Их объемное содержание в коже ~ 30 %.

Поглощение меланина, определяющего цвет кожи, является наиболее важным составляющим полного поглощения эпидермиса. Спектр поглощения меланина достаточно точно аппроксимируется зависимостью: $k_m(\lambda) = 6.6 \cdot 10^{10} \lambda^{-3.33}$ [мм⁻¹]. Коэффициент поглощения дермы зависит от объемного содержания крови (капилляров) f_b , степени ее насыщения кислородом p^{oxy} , концентрации в ней общего гемоглобина $C_{\text{Hb, total}}$ и билирубина C_{bil} :

$$k_{dermis}(\lambda) = f_b \left\{ C_{Hb,total} \left[p^{\alpha xy} k_{HbO_2}(\lambda) + \left(1 - p^{\alpha xy}\right) k_{Hb}(\lambda) \right] + C_{bil} k_{bil}(\lambda) \right\} + \left(1 - f_b\right) k_{base}(\lambda), \quad (2)$$

где k_{HbO_2} , k_{Hb} и k_{bil} – показатели поглощения HbO₂, Hb, билирубина и ткани-основы.

Рассеивающие свойства крови определяются морфологическими характеристиками эритроцитов. Последние моделируется хаотически ориентированными эллипсоидами вращения. Расчет их характеристик рассеяния основан на гибридной аппроксимации, основанной на соотношениях Релея-Ганса-Дебая, хорошо соответствующей экспериментальным данным и характеристикам, полученным при расчётах по методу Т-матриц. Средние диаметр и параметр формы частиц – $D_m^{RBC} = 8$ и $\chi_m^{RBC} = 3,0$. ПП эритроцитов в окне прозрачности крови однозначно связан с концентрацией гемоглобина в его составе HbC = $C_{Hb,total}/H$ (H – объемная концентрация эритроцитов в крови) $n^{RBC}(\lambda) = n_{pl}(\lambda) + \beta \cdot \text{HbC}$, где n_{pl} – ПП плазмы крови, $\beta = 0,001942$ dl/g.

При введении в кожу ЛКП на жидкой основе с ПП жидкости большим, чем у внутритканевой жидкости, происходи уменьшение разницы ПП рассеивателей (коллагеновых волокон) и окружающей их среды и как следствие оптическое просветление биоткани (уменьшение рассеяния) С другой стороны, за счет проникновения частиц ЛКП, возрастает концентрация рассеивателей. Результирующий оптический эффект, являющийся суперпозицией этих двух процессов, будет определяться спектром размеров частиц ЛКП и ПП, составляющего их вещества. ПП двухкомпонентного раствора (внутритканевая и иммерсионная жидкости), согласно закону Гладстона-Даля, рассчитывается взвешиванием по объемным фракциям компонент:

$$m_{base}(\lambda) = (1 - C_w) n_{base}(\lambda) + C_w m_w(\lambda), \qquad (3)$$

где m_w , $C_w - \Pi\Pi$ и объемная концентрация жидкой основы ЛКП. Результирующие коэффициент рассеяния β_{dermis} и фактор анизотропии g_{dermis} (средний косинус индикатрисы рассеяния)

выражаются через аналогичные характеристики для частиц ЛКП, ткани-основы и крови (индексы *p*, *base* и *b* соответственно) согласно известным правилам сложения оптических величин:

$$\beta_{dermis}(\lambda) = (1 - f_b) [\beta_p(\lambda) + \beta_{base}(\lambda)] + f_b \beta_b(\lambda),$$

$$g_{dermis}(\lambda) = (\beta_p(\lambda)g_p(\lambda) + \beta_{base}(\lambda)g_{base}(\lambda) + \beta_b(\lambda)g_b(\lambda)) / \beta_{dermis}(\lambda).$$
(4)

Вследствие сложного многокомпонентного строения биотканей и нелинейного характера процессов диффузии теоретический расчет распределения ЛКП в биотканях является сложной научной задачей. Нами для описания глубинного распределения ЛКП используется экспоненциальная зависимость: $C_p = C_p(0) \exp(-z \ln 10/z_0)$. Также полагается, что процентный состав ЛКП ($C_w : C_p$) неизменен по глубине. Использование данных упрощений позволяет без значительной потери точности решать задачу определения полной концентрации ЛКП в коже по спектрам ее диффузного отражения, причем естественный разброс оптических и структурных свойств кожи делает подобные упрощения допустимыми.

Метод расчета диффузного рассеяния кожей. Среда полагается слоисто-однородной, толщина слоя d выбирается такой, чтобы в нем выполнялись условия однократного рассеяния. Световой поток внутри *j*-го слоя кожи (при ее освещении по нормали) разделен на три: падающий коллимированный $I_{c,j}$, падающий диффузный $I_{d,j}$ и диффузно отраженный $J_{c,j}$. Предполагая, что ПП меняется плавно и френелевское отражение между слоями отсутствует, можем записать граничные условия, связывающее световые потоки в сосседних слоях:

$$\begin{pmatrix} I_{c,j-1} & I_{d,j-1} & J_{d,j-1} \end{pmatrix}^T = \mathbf{S}_j \begin{pmatrix} I_{c,j} & I_{d,j} & J_{d,j} \end{pmatrix}^T,$$
(5)

где S_j – матрица [3x3] с элементами, зависящими от пропускания T_j и рассеяния R_j *j*-го слоя. Коэффициенты диффузного пропускания и отражения слоя, при его освещении направленным излучением определяются в предположении однократного рассеяния слоем как

$$T_{cd,j} = \pi \Lambda_j \int_{o}^{\pi/2} p_j(\varphi) \left(e^{-\tau_j} - e^{-\tau_j/\cos\varphi} \right) \frac{\sin(2\varphi)}{1 - \cos\varphi} d\varphi,$$

$$R_{cd,j} = \pi \Lambda_j \int_{o}^{\pi/2} p_j(\pi - \varphi) \left[1 - \exp\left(-\tau_j \frac{1 + \cos\varphi}{\cos\varphi}\right) \right] \frac{\sin(2\varphi)}{1 + \cos\varphi} d\varphi,$$
(6)

где $p(\varphi)$ – нормированная индикатриса рассеяния частиц среды, Λ_j – альбедо однократного рассеяния, τ_j – оптическая толщина *j*-го слоя кожи. Для расчета аналогичных коэффициентов при диффузном освещении слоя, используется разработанный в Институте физики НАН Беларуси метод:

$$T_{dd,i} = \frac{sh(4q_j\gamma_j)}{sh(\gamma_j\tau_j + 4q_j\gamma_j)}, \ R_{dd,j} = \frac{sh(\gamma_j\tau_j)}{sh(\gamma_j\tau_j + 4q_j\gamma_j)}, \ q_j = (1/3)(1-g_j)^{-1}, \ \gamma_j = \sqrt{3k_j(1-g_j)/\varepsilon_j} \ . (7)$$

Записывая последовательно граничные условия (5), начиная с последнего *m*-го слоя, несложно прийти к уравнению, определяющему коэффициент диффузного отражения кожи:



$$R_{d} = \frac{S_{31}}{S_{11}} - \frac{S_{21}S_{32}}{S_{11}S_{22}}, \quad \mathbf{S} = \prod_{i=1}^{m} \mathbf{S}_{i} .$$
(8)

Рис. 1. Интерфейс программного пакета.

Регрессионный подход к решению обратной задачи рассеяния. Определение концентрации ЛКП в коже по разностным спектрам ее диффузного отражения $\Delta R_d(\lambda)$ (до нанесения и после удаления препарата) является трудоемкой и многопараметричной задачей вследствие сложной и неоднородной структуры кожи. Для ее решения удобно использовать регрессионный подход, позволяющий вычислять статистические характеристики отражения, обусловленные вариациями биофизических параметров кожи, глубины проникновения ЛКП и его концентрации. Эти данные можно использовать при расчетах информативности и оптимальных условий оптических измерений, а также для их интерпретации. В последнем случае для определения концентрации ЛКП *С* в коже можно использовать уравнение полиномиальной регрессии:

$$\ln C = a_{0,0} + \sum_{m=1}^{M} \sum_{n=1}^{N} a_{m,n} \left[\ln \left(\Delta R(\lambda_m) \right) \right]^n,$$
(9)

коэффициенты $a_{m,n}$ в котором определяются путем вариаций параметров описанной выше оптической модели кожи в диапазонах характерных как для нормы, так и патологии. Для получения отмеченных регрессий нами разработан программный пакет (рис. 1), входными данными которого являются характеристики ЛКП (распределение частиц по размерам и спектр ПП), диапазоны вариаций биофизических параметров кожи, длины волн и погрешности регистрации $R_d(\lambda)$. На выходе пользователь получает коэффициенты уравнения (9) и оценки точности восстановления *C*, соответствующие конкретному ЛКП, типу кожи и условиям измерения.

Разработаны оптическая модель кожи человека с введенным в нее, путем диффузии через поверхность, лекарственным или косметическим препаратом и матричный метод расчета спектров диффузного отражения лазерного излучения $R_d(\lambda)$ соответствующей многослойной среды. Предложен регрессионный подход к решению задачи определения концентрации препарата в коже по изменению $R_d(\lambda)$ до и после нанесения препарата на кожу.

Секция 7.

Лазерно-оптические измерительные

и диагностические методы и системы

УДК 006+389+621.373.826

В.А.Длугунович¹, А.В.Исаевич¹, С.В.Никоненко¹, В.Н.Снопко¹, А.В.Галыго², О.Б.Тарасова², Н.В.Хайрова²

РАЗВИТИЕ МЕТРОЛОГИЧЕСКОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ТЕХНИКИ И ОПТИКИ

¹Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь v.dlugunovich@dragon.bas-net.by ²Белорусский государственный институт метрологии, Старовиленский тракт 93, 220053 Минск, Беларусь khairova@belgim.by

Широкий спектр областей применения лазерно-оптической техники, быстро растущий рынок лазерных и оптических изделий не может развиваться без современного метрологического обеспечения [1 – 3]. Ведущая роль в формировании системы обеспечения единства измерений в Беларуси в области лазерной техники и оптики принадлежит Белорусскому государственному институту метрологии (БелГИМ), который тесно сотрудничает с Институтом физики НАН Беларуси, являющимся ведущим научным учреждением в области лазерной физики и оптики. В 2000 г. в Институте физики, во исполнение поручений Президента и Совета Министров Республики Беларусь, создана научноиспытательная лаборатория лазерной техники и поляриметрии (НИЛЛТП), на которую возложено метрологическое обеспечение разрабатываемой, создаваемой и используемой лазерной техники (ЛТ). В 2003 г. совместным приказом НАН Беларуси и Госстандарта для Института физики НАН Беларуси был установлен статус научного метрологического центра в области ЛТ.

Развитие метрологического обеспечения в области оптической радиометрии в Республике Беларусь началось с создания в 2000 г. в БелГИМ национального эталона единиц цвета и спектральных коэффициентов направленного пропускания и диффузного отражения в диапазоне длин волн от 0,2 до 2,5 мкм. Проведенные международные сличения обеспечили получение международного признания этого эталона. Калибровочные и измерительные возможности БелГИМ в области измерения спектральных коэффициентов диффузного отражения включены в приложение С "Соглашения о взаимном признании национальных эталонов, сертификатов калибровки и измерений" (СІРМ MRA) и опубликованы на сайте Международного бюро мер и весов (ВІМР).

Затем Институтом физики совместно с БелГИМ был создан эталон единиц силы света и освещенности (рис. 1), который в 2002 г. постановлением Госстандарта утвержден в качестве национального эталона Республики Беларусь. Эталон является основой обеспечения единства измерений в фотометрии, и предназначен для хранения и воспроизведения размера единиц

силы света, освещенности и цветовой температуры. С его помощью осуществляется исследование метрологических характеристик светоизмерительных ламп, люксметров, яркомеров, колориметров, фотометров, блескомеров, измерителей белизны и телевизионных колориметров.



Рис. 1. Национальный эталон единиц силы света и освещенности

В 2010 г. БелГИМ совместно с НИЛЛТП завершает модернизацию этого эталона, в результате которой будут расширены его функциональные возможности, что позволит обеспечить в Республике Беларусь единство измерений фотометрических и колориметрических характеристик не только ламп накаливания, но и других типов источников освещения, в том числе энергосберегающих.

В НИЛЛТП разработан и создан эталон единицы средней мощности лазерного излучения (ЭСМЛИ) (рис. 2), который приказом Госстандарта в 2006 г. утвержден в качестве исходного эталона Республики Беларусь. ЭСМЛИ предназначен для обеспечения единства измерений средней мощности непрерывного ЛИ в спектральном диапазоне от 0,4 до 12,0 мкм, хранения и воспроизведения размера единицы средней мощности ЛИ, находящегося в диапазоне от 50 до 1300 мВт, и передачи эталонам более низкого разряда на фиксированных длинах волн.



а – общий вид эталона, *б* – оптико-механический блок эталона Рис. 2. Исходный эталон единицы средней мощности лазерного излучения

В 2006-2007 гг. БелГИМ совместно с НИЛЛТП создан эталон единиц белизны, который приказом Госстандарта утвержден в 2008 в качестве исходного эталона Республики Беларусь [4]. Калибровочные и измерительные возможности эталона подтверждаются

прослеживаемостью к международной единице белизны, воспроизводимой эталоном первого уровня ISO IR1. Создание эталона обеспечивает единство измерений единиц индексов белизны на предприятиях бумажной, текстильной и химической промышленности республики в соответствии с отечественными стандартами, гармонизованными с международными нормами. Это позволяет повысить качество выпускаемой продукции, способствует ее выходу на международный рынок и повышает конкурентоспособность товаров белорусского производства.

В 2007-2009 гг. БелГИМ совместно с НИЛЛТП разработан и создан эталон единицы спектральной чувствительности приемников излучения (СЧПИ), который постановлением Госстандарта утвержден в 2010 г. в качестве национального эталона Республики Беларусь [5]. Данный эталон предназначен для воспроизведения, хранения и передачи в спектральном диапазоне от 350 до 1100 нм размера единицы СЧПИ подчиненным эталонам и рабочим средствам измерений (фотометрам, люксметрам, колориметрам), применяемым в приборостроении, машиностроении, медицине, телевизионной технике, строительстве, а также при проведении научно-исследовательских работ в области фотометрии и колориметрии.

Все эталоны находятся в БелГИМ, который занимается созданием и поддержанием эталонной базы, является главным центром национальных эталонов Республики Беларусь.

В течение 2001-2009 гг. в НИЛЛТП был создан комплекс из одиннадцати установок высокой точности для измерения энергетических, временных, пространственных, спектральных и поляризационных характеристик ЛИ при аттестации лазерных изделий и калибровки средств измерения (СИ) характеристик ЛИ [2, 6, 7]. В настоящее время создается установка для измерения пространственного распределения излучения лазерных диодов и силы света светодиодов и светодиодных осветителей. Установки располагаются в НИЛЛТП Института физики НАН Беларуси, аккредитованной в качестве испытательной (аттестат аккредитации ВY/112 02.1.0.0421) и в качестве калибровочной (аттестат аккредитации BY/112 02.5.0.0013) лаборатории.

В связи с непрерывным усовершенствованием и созданием новых типов лазерных и оптических приборов, а также СИ параметров и характеристик оптического, в том числе ЛИ, возникает необходимость как в разработке и изготовлении новых эталонов и высокоточных измерительных установок, так и в их модернизации. Так в ближайшие пять лет необходимо расширить динамические и спектральные диапазоны измерений ряда установок. В 2011-2014 гг. планируется создание эталона единиц средней мощности, ослабления и длины волны оптического излучения для волоконно-оптических систем связи и передачи информации. Эталон предназначен для воспроизведения, хранения и передачи размера единиц средней мощности излучения, ослабления и длины волны оптического излучения в диапазонах от $1 \cdot 10^{-5}$ до $1 \cdot 10^{-3}$ Вт, от 0,05 до 60,00 дБ и от 0,85 до 1,70 мкм соответственно. В 2012-2015 гг.

планируется создание эталона единицы светового потока, который позволит воспроизводить, хранить и передавать размер единицы светового потока в диапазоне от 500 до 1500 лм.

Одновременно с созданием эталонной базы лазерно-оптической отрасли Институт физики и БелГИМ занимались развитием научно-методической и нормативно-технической базы метрологии лазерно-оптической техники. В течение 2002-2010 гг. НИЛЛТП совместно с БелГИМ были подготовлены и введены в действие Госстандартом 29 государственных стандартов в области лазерной техники и оптики, гармонизованных с международными нормами. В этих стандартах изложены требования к методам измерения параметров ЛИ, определения белизны и зеркального глянца бумаги и картона, цветовых характеристик лакокрасочных материалов, измерения коэффициентов отражения плоских поверхностей и коэффициентов пропускания плоскопараллельных элементов. В 2007 г. два стандарта в области ЛТ приняты Межгосударственным советом по стандартизации, метрологии и сертификации в качестве межгосударственных стандартов СНГ. В НИЛЛТП разработано 13 программ и методик метрологической аттестации, 22 методики выполнения измерений и 16 методик калибровки, которые утверждены или согласованы БелГИМ и включены в систему единства измерений Республики Беларусь.

Представлены результаты совместной деятельности Института физики НАН Беларуси и БелГИМ по созданию и модернизации эталонов единиц физических величин в области оптической радиометрии, установок высокой точности, позволяющих измерять энергетические, временные, пространственные, спектральные и поляризационные характеристики лазерного излучения и калибровать средства измерения энергетических характеристик лазерного излучения, а также по подготовке государственных стандартов, гармонизованных с международными нормами.

Литература

1. Крутиков В.Н. Нормативное и метрологическое обеспечение лазерной техники // Лазерная индустрия: материалы симпозиума, Москва, 3-5 июля 2002 г. М., 2002. – С. 6 – 7.

2. Длугунович В.А., Снопко В.Н. Метрологическое обеспечение лазерной техники в Республике Беларусь // Наука и инновации. – 2007. – № 7 (53). – С. 27 – 32.

3. Livigni D.L. High accuracy laser power and energy meter calibration service // NIST Spec. Publ.- 2003. – No 250–62. – P. 1 – 144.

4. Атамась Т.В., Тарасова О.Б., Никоненко С.В. Исходный эталон единиц белизны Республики Беларусь // Забезпечення єдності вимирювань фізико-хімічних та оптико-фізичних величин: XIMMET-3-2008: Матеріали III Міжнар. наук.-практ. конф., Киев, 11-13 листопада 2008 р. – К.: ТОВ «АВЕГА», 2008. – С. 40 – 42.

5. Тарасова О.Б., Хайрова Н.В., Никоненко С.В., Снопко В.Н. Национальный эталон единицы спектральной чувствительности приемников излучения // Метрология и приборостроение. – 2010. – № 2. – С. 6 – 12.

6. Исаевич А.В. Измерение пространственных характеристик лазерного излучения // Метрология и метрологическое обеспечение: Тезисы докл. Межд. научно-техн. конф. / Под общ. ред. Корешкова В.Н. и др. – Мн.: БелГИМ, 2007.– С. 226 – 230.

7. Исаевич А.В. Холенков А.В., Черников В.С. Комплекс установок для измерения спектральных характеристик лазерного излучения // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Сер. физ.-мат. науки. – 2008. – № 6. – С. 137 – 145.

М. А. Ходасевич¹, Д. В. Трофимова¹, Е. И. Незальзова²

МЕТОД ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТ В ПРИМЕНЕНИИ К АНАЛИЗУ СПЕКТРОВ ПРОПУСКАНИЯ И РАССЕЯНИЯ СВЕТА МОЛОЧНЫМИ ПРОДУКТАМИ И АЛКОГОЛЬНЫМИ НАПИТКАМИ

 Институт физики имени Б.И.Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь m.khodasevich@ifanbel.bas-net.by
 2 НИИ садоводства и пищевых технологий, Vierul, 59 Chisinau, Republic of Moldova

Введение

В связи с необходимостью проверки и анализа качества продуктов питания актуальной является проблема разработки простых и доступных в производстве методов и средств тестирования. В настоящей работе представлен многопараметрический анализ спектров пропускания и рассеяния света молочными продуктами и алкогольными напитками на основе применения проекционного метода главных компонент (principal component analysis — PCA) [1]. В последнее время PCA успешно используется для классификационных и идентификационных испытаний пищевых продуктов и алкогольных напитков с помощью спектроскопии вынужденного комбинационного рассеяния [2], видимого света [3], ближнего и среднего [4] ИК диапазонов, обработки изображения в сверхширокой спектральной области [5], колориметрии рассеянного света [6].

Эксперимент и понижение размерности пространства спектральных отсчетов

Экспериментальная часть работы подразделялась на несколько этапов по типу регистрируемых спектров и виду исследуемых объектов. На первом из них проводилось исследование спектров рассеяния света видимого диапазона пищевыми молочными продуктами — промышленно произведенными в Беларуси питьевым (25 образцов) и топленым (10 образцов) молоком, и лабораторно приготовленными растворами (4 повторяющихся набора из 9 растворов, различающихся по количественному содержанию белков) восстановленных в дистиллированной воде сухого концентрата сывороточного белка, полученного методом ультрафильтрации (КСБ УФ), и сухого цельного молока. Выбор топленого и питьевого молока обуславливается различием их цвета, что является следствием разных условий термической обработки в процессе производства. Для регистрации спектров рассеяния был применен созданный ранее колориметр, подробно описанный в [7].

На втором этапе были зарегистрированы спектры пропускания света УФ, видимого и ближнего ИК диапазонов (190–2500 нм) выдержанными винными дистиллятами трех

молдавских производителей (21 образец выдержки от 1 года до 40 лет). Отдельно были исследованы спектры пропускания (190–1400 нм) промышленных белорусских водок. Регистрация спектров осуществлялась на двухлучевом сканирующем спектрофотометре Shimadzu UV-3101 со спектральным разрешением 1 нм.

После регистрации спектральных данных проводился их анализ методом главных компонент. Его суть состоит в выявлении некоторого количества компонент-факторов, объясняющих значительную часть дисперсии и корреляции исходных величин. При этом подпространство главных компонент (principal component — PC) строится в порядке убывания объясняемой каждой последующей компонентой доли суммарной дисперсии исходных величин, что в случае хорошо коррелированных исходных данных позволяет ограничиться подпространством малой размерности. В исследовании спектров рассеяния белого света поверхностью изучаемых жидкостей каждый образец изначально представлялся уникальным вектором в 14592-мерном пространстве спектральных отсчетов (4 спектра для разных углов регистрации рассеянного излучения по 3648 отсчетов). Для винных дистиллятов соответствующая размерность исходного пространства спектральных отсчетов — 2311, для водок — 1211. Размерность подпространства используемых PC для всех рассмотренных случаев не превышала 3.

Анализ полученных результатов

На рисунке 1 [8] приведен график счетов PC1–PC3, представляющий 25 образцов питьевого и 10 образцов топленого молока. Видно, что классификация данных молочных продуктов наблюдается вдоль третьей главной компоненты.



Рисунок 1 – График счетов РС1-РС3 промышленных образцов питьевого и топленого молока.

Анализ расположения точек-образов, представляющих 36 растворов восстановленных КСБ УФ и цельного молока на графике PC1–PC2 (рисунок 2) позволяет констатировать положительную корреляцию первой главной компоненты с содержанием молочного белка

(сывороточного белка и казеина) в исследуемых продуктах. Следовательно, можно сделать вывод о том, что найденная первая компонента представляет скрытую переменную, характеризующую содержание сывороточного белка и казеина в исследуемом наборе продуктов.

График счетов выдержанных молдавских винных дистиллятов трех разных производителей представлен на рисунке 3 [9]. Расположение точек-образов свидетельствует о возможной дифференциации образцов одного из производителей вдоль первой главной компоненты и невозможности разделения образцов двух других производителей. Попытка выявить группировку образцов по сроку выдержки дистиллятов для исследуемого набора оказалась неудачной.



Рисунок 2 – График счетов PC1-PC2 растворов восстановленных КСБ УФ и цельного молока. Значки в легенде отражают объемный процент содержания КСБ УФ в растворе.



Рисунок 3 – График счетов PC1-PC2 выдержанных молдавских винных дистиллятов трех разных производителей.

Для более полного определения информации, содержащейся в найденных для исследуемых винных дистиллятов главных компонентах, были произведены расчеты коэффициентов корреляций величин счетов для PC1-PC3 со значениями 11 физико-химических показателей дистиллятов, которые выявили следующие зависимости. РС1 описывает содержание в винных дистиллятах высших спиртов, фурфурола и 5-гидрокси-метил-фурфурола, РС2 — содержание уксусного альдегида, этилацетата, эллаговой кислоты и массовую концентрацию лигнина, РС3 — содержание ванилиновой и сиреневой кислот, сиреневого альдегида и ванилина.

На рисунке 4 представлен график счетов PC1-PC2 промышленных белорусских водок. Видна группировка образцов, различающихся наличием биодобавки. Следует отметить, что классификация по указанному признаку проявляется только при исследовании недавно откупоренных промышленных образцов. Долговременные изменения спектральных характеристик водок подлежат отдельному исследованию.



Рисунок 4 – График счетов PC1-PC2 промышленных белорусских водок, различающихся наличием или отсутствием биодобавки.

Заключение

В работе еще раз продемонстрировано, что многопараметрический анализ спектров рассеяния и пропускания является действенным инструментом классификации и идентификации однородных объектов без выяснения их физико-химических отличий. На примерах жидких молочных продуктов и алкогольных напитков показана возможность их классификации с помощью спектроскопии рассеяния видимого диапазона света и спектроскопии УФ, видимого и ближнего ИК диапазонов света, соответственно.

Многопараметрический анализ спектральных данных, проведенный на основе проекционного метода главных компонент, позволяет классифицировать питьевые молочные продукты по виду, выдержанные винные дистилляты по производителю, водки по наличию биодобавок и дает возможность проведения оценки количественного содержания казеина и сывороточного белка в растворах восстановленных концентрата сывороточного белка и сухого цельного молока.

Литература:

1.Анализ многомерных данных. К. Эсбенсен. Черноголовка: ИПХН РАН, 2005, 160 с.

2.C. Frausto-Reyes, C. Medina-Gutierrez, R. Sato-Berru, L. R Sahagun. Spectrochimica Acta Part A, 61 (2005) 2657-2662.

3.Li Xiaoli, He Yong, Fang Hui. Journal of Food Engineering, 81 (2007) 357-363.

4.D. Cozzolino, M. Holdstock, R. Dambergs, W. Cynkar, P. Smith. Food Chemistry, 116 (2009) 761-765.

5.A. Gowen, M. Taghizadeh, C. O'Donnell. Journal of Food Engineering, 93 (2009) 7-12

6.A. G. Mignani, L. Ciaccheri, H. Thienpont, H. Ottevaere, A. Cimato, C. Attilio. Proceedings of the Symposium on Photonics Technologies for 7th Framework Program, (2006) 488–491.

7.М.А. Ходасевич, Г.В. Синицын, Д.В. Трофимова. 2-ая международная научно-техническая конференция «Приборостроение 2009», Минск, 12-13 ноября 2009, 113-114.

8.М.А. Ходасевич. ЖПС, 77 (2010) 256-260.

9.M.A. Khodasevich, D.V. Trofimova, E.I. Nezalzova. International Conference on Lasers, Applications, and Technologies (LAT), Kazan, Russia, August 23–26, 2010. Proceedings SPIE, to be published.

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

ГЕНЕРАЦИЯ БЕССЕЛЕВЫХ ПЛАЗМОНОВ В СТРУКТУРАХ «ДИЭЛЕКТРИК-МЕТАЛЛ» ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ПУЧКАМИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь s.kurilkina@ifanbel.bas-net.by

В последнее время проблема генерации плазмонов на границе раздела «диэлектрикметалл» привлекает внимание многих исследователей в связи с перспективами их использования в микроскопии высокого разрешения, а также в системах оптической связи [1,2]. При этом, как правило, авторы ограничиваются плазмонами, возникающими при возбуждении плоскими волнами или гауссовыми пучками [3,4]. В работе [5] рассмотрены особенности генерации бесселевых плазмонов (БП) ТН поляризованными бесселевыми световыми пучками (БСП). В настоящем сообщении анализируется возможность генерации БП при возбуждении произвольно поляризованными бесселевыми пучками.

Рассмотрим векторный БСП

$$\vec{E}(R) = A^{TE} \vec{E}^{TE}(R) + A^{TH} \vec{E}^{TH}(R), \qquad (1)$$

падающий на границу раздела «диэлектрик – металл». В выражении (1) $R = (\rho, \varphi, z)$ цилиндрические координаты с осью z, ортогональной поверхности раздела двух сред, $\vec{E}^{TE,TH}$ векторы электрической напряженности TE ($E_z = 0$) и TH ($H_z = 0$) бесселевых мод, $A^{TE,TH}$ комплексные константы. В этом случае возможна генерация поверхностного поля, для которого

 $E_{z1,2}^{TH} = qJ_m(q\rho)/(k_0n_{1,2})\exp[\pm\chi_{1,2}(q)z + im\varphi], H_{z1,2}^{TE} = -iqJ_m(q\rho)/(k_0)\exp[\pm\chi_{1,2}(q)z + im\varphi],$ где q- параметр конусности (поперечная составляющая волнового вектора), $q^2 - \chi_{1,2}^2 = k_0^2 \varepsilon_{1,2}, \quad \varepsilon_{1,2} = n_{1,2}^2, \quad \varepsilon$ - диэлектрическая проницаемость, $k_0 = \omega/c$, $J_m(q\rho)$ функция Бесселя *m*-го порядка. Из решений уравнений Максвелла следует, что поперечная компонента формируемого поверхностного бесселева пучка определяется выражением:

$$\vec{E}_{\perp 1,2}(R) = \frac{i}{\sqrt{2}} \exp\{i(m-1)\varphi \pm \chi_{1,2}(q)z\} \\ \times \left\{ A_{1,2}^{TE} \left[J_{m-1}(q\rho)\vec{e}_{+} + J_{m+1}(q\rho)\exp(2i\varphi)\vec{e}_{-} \right] \mp i A_{1,2}^{TH} \frac{\chi_{1,2}}{k_{0}n_{1,2}} \left[J_{m-1}(q\rho)\vec{e}_{+} - J_{m+1}(q\rho)\exp(2i\varphi)\vec{e}_{-} \right] \right\},$$
⁽²⁾

$$\vec{H}_{\perp 1,2}(R) = -\frac{n_{1,2}}{\sqrt{2}} \exp\{i(m-1)\varphi \pm \chi_{1,2}(q)z\} \\ \times \left\{ A_{1,2}^{TH} \left[J_{m-1}(q\rho)\vec{e}_{+} + J_{m+1}(q\rho) \exp(2i\varphi)\vec{e}_{-} \right] \mp i A_{1,2}^{TE} \frac{\chi_{1,2}}{k_{0}n_{1,2}} \left[J_{m-1}(q\rho)\vec{e}_{+} - J_{m+1}(q\rho) \exp(2i\varphi)\vec{e}_{-} \right] \right\},$$

где $\vec{e}_{\pm} = (\vec{e}_1 \pm i\vec{e}_2)/\sqrt{2}$. Как следует из (2) с учетом граничных условий, возможно возбуждение лишь ТН поляризованных поверхностных бесселевых мод, дисперсионное уравнение для которых имеет вид:

$$1 + \frac{\chi_1(q) \quad \varepsilon_2(\omega)}{\chi_2(q) \quad \varepsilon_1} = 0 \quad \chi_{1,2} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{1,2}^2(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2}}.$$
(3)

Как видно из (3), поверхностный бесселев пучок существует при условиях $\varepsilon_2(\omega)/\varepsilon_1 < 0$, $|\varepsilon_2| > \varepsilon_1$. Дисперсионное уравнение (3) по виду совпадает с соответствующим выражением для поверхностных волн в плосковолновом приближении. Однако, в отличие от плоских волн, данное дисперсионное уравнение связывает частоту с параметром конусности БСП:

$$q = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \,. \tag{4}$$

Рассмотрим далее структуру «диэлектрик 1 – металл – диэлектрик 2». Как следует из граничных условий для полей вида (2), в данном случае также оказывается возможным существование лишь ТН поляризованных поверхностных бесселевых пучков (бесселевых плазмонов), дисперсионное уравнение для которых имеет вид:

$$f(q) = \frac{\chi^2(q)\varepsilon_1(\omega)\varepsilon_2(\omega)}{\chi_1(q)\chi_2(q)\varepsilon^2} + cth(\chi d) \left(\frac{\chi(q)\varepsilon_2(\omega)}{\chi_2(q)\varepsilon} + \frac{\chi(q)\varepsilon_1(\omega)}{\chi_1(q)\varepsilon}\right) = -1.$$
(5)

Здесь d – толщина металлического слоя. Как показывает расчет, выполненный в соответствии с (5), радиус $R_1 = 2,4/q$ первого кольца бесселева плазмона, генерируемого на поверхности металлической пленки толщиной $d \ge 0,1\lambda$, совпадает с таковым для БП, генерируемого на границе раздела полубесконечных сред «диэлектрик – металл». Уменьшения радиуса R_1 первого кольца бесселева плазмона, генерируемого в структуре «диэлектрик – металлической слоя (Puc.1), а также использования в структуре сред с близкими по абсолютному значению диэлектрическими проницаемостями (Puc.2). Так, например, в структуре «оптическое стекло – металлический натрий толщиной 16,5 нм – воздух» на длине волны 550 нм формируется бесселев плазмон с радиусом первого кольца 65 нм, что позволяет сделать вывод о возможности использования БП для зондирования поверхностей с субволновым разрешением.



Рис.1. Зависимость f(q) для структуры «оптическое стекло (n = 1.52) – серебро – воздух». Толщина слоя серебра 16,5 нм (__) и 550 нм (__). $\lambda = 550$ нм.

Рис.2. Зависимость f(q) для структуры «оптическое стекло (n = 1.52) – металлический слой (Na (__),Ag (__)) толщиной 16,5 нм – воздух». $\lambda = 550$ нм.

С использованием (2) можно определить энергетические характеристики формируемых в слоистой структуре поверхностных БСП. Расчеты показывают, что как внутри, так и вне металлического слоя единственной отличной от нуля компонентой вектора Умова-Пойнтинга оказывается азимутальная компонента

$$S_{\varphi_{1,2}} \sim \frac{m}{k_0 \rho} J_m^2(q\rho) \exp(\pm 2\chi_{1,2} z), \ S_{\varphi} \sim \frac{m}{k_0 \rho} J_m^2(q\rho) ch(2\chi z).$$
(6)

При этом, как следует из (6), направления вращения энергии внутри слоя и вне его совпадают.

Схема возбуждения бесселевых плазмонов приведена на Рис.3. Кольцевой пучок 1 падает на аксикон 2, на нижнюю грань которого нанесена металлическая пленка 3, граничащая с исследуемым материалом 4. Использование вместо обычного аксикона комплекта, включающего аксикон, плоскопараллельную пластинку и плосковыпуклую линзу, выполненные из одного материала (Рис.4), позволяет использовать возбуждаемые бесселевы плазмоны для зондирования неплоских поверхностей.





Рис.3. Схема возбуждения бесселевых плазмонов. 1 – кольцевой пучок, 2 – аксикон, 3 - металлический слой, 4 – зондируемая поверхность.

Рис.4.	Схема	возб	уждени	я бессе	левых
плазмон	юв дл	я зон,	дирован	ия непл	юских
поверхн	остей.	1 – к	ольцево	ой пучок	, 2 –
комплен	αт,	включ	ающий	ак	сикон,
плоскоп	араллел	ьную	ПЛ	астинку	И
плосков	ыпуклу	ю лин	зу, вь	полненны	ле из
одного	материа	ала, 3 -	- метал	лический	слой.
Зондиру	емая/	поверхи	ность	примыка	ет к
металли	ческом	у слою.			

Таким образом, в настоящем сообщении исследованы особенности генерации бесселевых плазмонов на границе раздела «диэлектрик-металл» при возбуждении пучками произвольной поляризации. Показана возможность и определены условия получения квазибездифракционных поверхностных полей с центральным максимумом субмикронного размера.

Литература

1. Barnes W.L., Dereux A, Ebbesen T.W. Surface Plasmon sub-wavelength optics//Nature. – 2003. – V. 424.- P. 824–830.

2. Zayats A.V., Smolyaninov I.I., Maradudin A.A. Nano-optics of surface Plasmon polaritons// Phys. Rep. – 2005.- V. 408. – P. 131-140.

3. Sanchez-Gil J.A., Maradudin A.A. Near-field and far-field scattering of surface Plasmon polaritons by one-dimensional surface defects// Phys.Rev. – 1999. –V. B60. - P.8359-8364.

4. Князев Б.А., Кузьмин А.В. Поверхностные электромагнитные волны: от видимого диапазона до микроволн// Вестник НГУ. Серия: Физика.- 2007.- Т.2. – С. 108-122.

5. Goncharenko A.M., Khilo N.A., Petrova E.S. Surface bessel light beams // Proc SPIE. - 2000. - V. 4358. - P. 245-249.

А.В.Исаевич, В.Н.Снопко, А.В.Холенков

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗУЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ПОЛЯРИЗАТОРОВ

Институт физики имени Б.И.Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь isaevich@ifanbel.bas-net.by, holenkov@ifanbel.bas-net.by

Линейный поляризатор является элементом, необходимым как при получении, так и анализе поляризованного излучения. Несовершенство поляризатора является источником систематических погрешностей, возникающих при измерениях поляризационных характеристик лазерного излучения. Качество поляризатора определяется его добротностью или поляризующей способностью. Чем выше добротность или поляризующая способность поляризатора, тем точнее можно измерять поляризационные характеристики с его использованием. В то же время поляризующая способность не всегда является известной величиной, либо известна только для конкретной длины волны лазерного излучения, и поэтому нуждается в измерении.

Поляризующая способность определяется соотношением [1]:

$$q = \left(\frac{\tau_{\max} - \tau_{\min}}{\tau_{\max} + \tau_{\min}}\right), \quad (1)$$

где τ_{max} и τ_{min} , соответственно, наибольший и наименьший коэффициенты пропускания поляризатора для линейно поляризованного излучения.

Коэффициенты пропускания τ_{max} и τ_{min} чаще всего определяют по отношению интенсивностей пропущенного и падающего линейно поляризованного излучения со степенью поляризации p = 1. Для этого в измерениях можно использовать лазер с высокой степенью линейной поляризации (например, гелий-неоновый лазер) либо добиваться этого путем установки перед исследуемым поляризатором высокодобротного линейного поляризатора. Однако, на практике не всегда удается достичь значения p = 1. При отступлении от этого в измерения поляризатора вносится систематическая погрешность с неизвестным значением.

В данной работе предлагается метод определения добротности поляризатора при зондировании частично поляризованным излучением с неизвестным значением степени линейной поляризации *p*, которая может быть менее единицы.

Методика измерения поляризующей способности поляризатора. Рассмотрим зондирование поляризатора излучением с произвольным значением степени линейной поляризации *p*. Поляризованное излучение можно представить в виде суммы двух компонент, линейно поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях. Обозначим интенсивности данных компонент I_x и I_y . Выберем направление оси *у* таким образом, чтобы оно совпадало с направлением поляризации излучения. Последовательно установим поляризатор с осью максимального пропускания сначала вдоль оси *y*, а затем вдоль оси *x*. Тогда в первом случае регистрируется максимальная интенсивность излучения I_{max} , а во втором – минимальная I_{min} :

$$I_{\max} = I_y \tau_{\max} + I_x \tau_{\min}, \quad (2)$$
$$I_{\min} = I_y \tau_{\min} + I_x \tau_{\max}. \quad (3)$$

Отсюда следует:

$$\frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \left(\frac{I_y - I_x}{I_y + I_x}\right) \left(\frac{\tau_{\max} - \tau_{\min}}{\tau_{\max} + \tau_{\min}}\right) = pq.$$
(4)

Применим (4) к двум поляризаторам с поляризующей способностью q_1 и q_2 и результаты соответствующих расчетов обозначим:

$$A_1 = pq_1, A_2 = pq_2. (5)$$

Фактически параметры A_1 и A_2 являются значениями поляризующей способности, измеренной в предположении, что p = 1.

Далее установим один поляризатор с осью максимального пропускания вдоль оси *y*, а последовательно за ним второй поляризатор таким образом, чтобы ось его максимального пропускания сначала была вдоль оси *y*, а затем вдоль оси *x*. Измеренные при этом интенсивности излучения будут, соответственно, равны:

$$I_{\max} = I_y \tau_{\max}^1 \tau_{\max}^2 + I_x \tau_{\min}^1 \tau_{\min}^2,$$
 (6)

$$I_{\min} = I_{y} \tau_{\max}^{1} \tau_{\min}^{2} + I_{x} \tau_{\min}^{1} \tau_{\max}^{2}.$$
 (7)

Тогда аналогично (4), получаем:

$$B = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{\tau_{\max}^2 - \tau_{\min}^2}{\tau_{\max}^2 + \tau_{\min}^2} \cdot \frac{\tau_{\max}^1 - \frac{I_x}{I_y} \tau_{\min}^1}{\tau_{\max}^1 + \frac{I_x}{I_y} \tau_{\min}^1} = q_2 \frac{\frac{1+q}{1-q} - \frac{1-p}{1+p}}{\frac{1+q}{1-q} + \frac{1-p}{1+p}} = q_2 \frac{p+q_1}{1+pq_1}.$$
 (8)

Комбинируя (5) и (8), можно найти поляризующую способность обоих поляризаторов:

$$q_{1} = \sqrt{\frac{A_{1}}{A_{2}} \left(B(1+A_{1}) - A_{2} \right)}, \qquad q_{2} = \sqrt{\frac{A_{2}}{A_{1}} \left(B(1+A_{1}) - A_{2} \right)}.$$
(9)

Оценивание неопределенностей измерения поляризующей способности поляризатора. Согласно [2] суммарная стандартная неопределенность вычисляется следующим образом:

$$u(q) = \sqrt{\left(\frac{\partial q}{\partial A_1}\right)^2 \cdot u^2(A_1) + \left(\frac{\partial q}{\partial A_2}\right)^2 \cdot u^2(A_2) + \left(\frac{\partial q}{\partial B}\right)^2 \cdot u^2(B)},$$
(10)

где $u(A_1)$, $u(A_2)$, u(B) – стандартные неопределенности измерения параметров A_1 , A_2 и *В* соответственно.

Значения коэффициентов чувствительности и стандартных неопределенностей измерения параметров *A*₁, *A*₂ и *B* находятся из соотношений:

$$\frac{\partial q_1}{\partial A_1} = \frac{1}{q_1} \cdot \frac{B(1+2A_1) - A_2}{A_2} \qquad \qquad \frac{\partial q_1}{\partial A_2} = -\frac{1}{q_1} \cdot \frac{A_1 B(1+A_1)}{A_2^2} \qquad \qquad \frac{\partial q_1}{\partial B} = \frac{1}{q_1} \cdot \frac{A_1 (1+A_1)}{A_2} \tag{11}$$

$$\frac{\partial q_2}{\partial A_1} = \frac{1}{q_2} \cdot \frac{A_2(A_2 - B)}{A_1^2} \qquad \qquad \frac{\partial q_2}{\partial A_2} = \frac{1}{q_2} \cdot \frac{B(1 + A_1) - 2A_2}{A_1} \qquad \qquad \frac{\partial q_2}{\partial B} = \frac{1}{q_2} \cdot \frac{A_2(1 + A_1)}{A_1}. \tag{12}$$

$$u(A_{1}) = u(A_{2}) = u(B) = \frac{2\sqrt{2}I_{\min}I_{\max}}{(I_{\max} + I_{\min})^{2}}u^{o}(I),$$
(13)

где $u^{\circ}(I)$ – относительная неопределенность измерения интенсивности лазерного излучения.

Экспериментальное измерение поляризующей способности поляризатора. Проводились измерения поляризующей способности пленочного поляризатора и призм Глана GTP-M10-UNC и GTP-M10-0825 фирмы Meadowlark Optics на длинах волн 633 нм, 808 нм и 980 нм. Результаты измерений приведены в таблице 1.

Таблица 1 – Результаты измерения поляризующей способности поляризаторов

633 нм								
Призма Глана		Пленочный		Призма Глана +		Результат		
(GTP-M10-UNC)				Плене	Пленочный		измерения	
$I_{\rm max}$, o.e.	$4,15 \cdot 10^{-4}$	I_{max} , o.e. 5,90.10 ⁻⁴		$I_{\rm max}$, o.e.	5,69.10-4	q_1	0,999695	
I_{\min} , o.e.	4,90·10 ⁻⁸	I_{\min} , o.e.	4,80.10-8	I_{\min} , o.e.	6,60.10-8	$u(q_1)$	0,000021	
A_1	0,999764	A_2	0,999837	В	0,999768	q_{2}	0,999768	
$u(A_1)$	0,000007	$u(A_2)$	0,000005	u(B)	0,000007	$u(q_2)$	0,000013	
808 нм								
Призм	Призма Глана		Пленочный		Призма Глана +		Результат	
(GTP-M10-UNC)				Пленочный		измерения		
$I_{\rm max}$, o.e.	6,69·10 ⁻⁴	$I_{\rm max}$, o.e.	6,13·10 ⁻⁴	$I_{\rm max}$, o.e.	6,00.10-4	q_1	0,994545	
I_{\min} , o.e.	7,50·10 ⁻⁶	I_{\min} , o.e.	2,00.10-5	I_{\min} , o.e.	1,45.10-5	$u(q_1)$	0,004532	
$A_{\rm l}$	0,977811	A_2	0,936819	В	0,952807	q_2	0,952851	
$u(A_1)$	0,000006	$u(A_2)$	0,001731	u(B)	0,001303	$u(q_2)$	0,002736	
980 нм								
Призма Глана		Призма Глана		GTP-M10-0825+		Результат		
(GTP-M10-UNC)		(GTP-M10-0825)		GTP-M10-UNC		измерения		
$I_{\rm max}$, o.e.	7,33·10 ⁻⁴	$I_{\rm max}$, o.e.	7,44·10 ⁻⁴	$I_{\rm max}$, o.e.	7,04.10-4	q_1	0,999919	
I_{\min} , o.e.	7,46.10-7	I_{\min} , o.e.	7,79·10 ⁻⁷	I_{\min} , o.e.	4,90.10-8	$u(q_1)$	0,000165	
A	0,997967	A_2	0,997908	В	0,999861	\overline{q}_2	0,999861	
$u(A_1)$	0,000058	$u(A_2)$	0,000059	u(B)	0,000004	$u(q_2)$	0,000008	

Как видно из таблицы, значения параметров A_1 , A_2 и *В* близки к единице, поэтому формулы (11) и (12) можно упростить:

$$\frac{\partial q_1}{\partial A_1} \approx 2 \cdot \frac{1}{q_1}, \qquad \qquad \frac{\partial q_1}{\partial A_2} \approx -2 \cdot \frac{1}{q_1}, \qquad \qquad \frac{\partial q_1}{\partial B} \approx 2 \cdot \frac{1}{q_1}, \qquad (14)$$

$$\frac{\partial q_2}{\partial A_1} \approx 0$$
, $\frac{\partial q_2}{\partial A_2} \approx 0$, $\frac{\partial q_2}{\partial B} \approx 2 \cdot \frac{1}{q_2}$. (15)

Тогда с учетом (14 – 15) формулы для расчета неопределенности измерения поляризующей способности примут вид:

$$u(q_1) = \frac{2}{q_1} \cdot \sqrt{u^2(A_1) + u^2(A_2) + u^2(B)}, \qquad (16)$$

$$u(q_2) = \frac{2}{q_2} \cdot u(B). \tag{17}$$

Для измерений на длине волны 633 нм использовался стабилизированный гелий неоновый лазер со степенью поляризации излучения близкой к единице. Поэтому результаты измерений с одним поляризатором (то есть параметры A_1 и A_2) практически не отличаются от результатов измерений с двумя поляризаторами (q_1 и q_2 соответственно).

Для измерений на длине волны 808 нм использовался полупроводниковый лазер, степень поляризации излучения которого меньше единицы. Соответственно значения поляризующей способности, измеренные с одним поляризатором, ниже значений, измеренных с двумя поляризаторами. Аналогичная ситуация наблюдается и при измерениях с полупроводниковым лазером на длине волны 980 нм, вследствие отличия степени поляризации излучения от единицы.

Таким образом, описанный метод имеет лучшую точность по сравнению с методом, использующим один поляризатор. В методе исключена неопределенность измерения, связанная с отличием степени линейной поляризации излучения от единицы, вследствие чего при измерении поляризующей способности отпадает необходимость в наличии высокодобротных поляризаторов и использовании лазеров с высокой степенью линейной поляризации излучения.

Описывается метод определения поляризующей способности поляризаторов, основанный на измерении интенсивности прошедшего через поляризатор (или систему из двух поляризаторов) излучения. Метод не требователен к степени линейной поляризации зондирующего излучения и позволяет использовать различные типы лазеров.

Литература

1. Снопко В.Н. Поляризационные характеристики оптического излучения и методы их измерения. – Минск: Издательство Навука і тэхніка, 1992. 336 с.

2. Ефремова Н. Ю. Оценка неопределенностей в измерениях: Практическое пособие. – Мн.: БелГИМ, 2003. 50 с.

УДК 535.3:614.446.3

Г.И. Рубан¹, В.В. Бердник¹, Н.В. Гончарова², Д.В. Маринич², В.А. Лойко¹

РАССЕЯННОЕ НА ЛИМФОЦИТАХ ЛАЗЕРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КАК МАРКЕР Для экспрессного обнаружения вирусного инфицирования индивидуумов

¹ Институт физики им. Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси ruban@dragon.bas-net.by ² Центр трансфузиологии и гематологии Беларуси

Предложен экспрессный метод выявления индивидуумов с персистирующими вирусами в периферической крови. Для выявления инфицированных индивидуумов учитывается строение поверхности лимфоцитов. В норме большинство лимфоцитов периферической крови имеют гладкую поверхность. Меньшая часть лимфоцитов - негладкие. Они имеют разные особенности строения поверхности, например, складки, микроворсинки. Популяция лимфоцитов активно реагирует на вирусы в крови. Так, соотношение гладких и складчатых лимфоцитов у индивидуумов с вирусами гепатита С уменьшается по сравнению со здоровыми в 11 раз [1].

Проточная цитометрия широко используется для изучения клеток. В последние годы появились новые приборы-сканирующие проточные цитометры. Они измеряют угловую структуру излучения в широком интервале углов рассеяния и создают для распознавания клеток новые возможности. Чтобы ими воспользоваться, нужно найти корреляцию структур рассеянного света и рассеивателя. Ее дает теория рассеяния света. Она позволяет восстановить параметры отдельной частицы путем решения обратной задачи теории рассеяния. Для получения решения нужна оптическая модель отдельного рассеивателя (клетки). Модели клеток [2, 3] отличаются степенью сложности. Простейшие из них не всегда позволяют достоверно распознавать клетки, а сложные требуют для расчета светорассеяния использовать алгоритмы, например, FDTD [2], затратные по времени и вычислительным ресурсам. Но измеренная цитометром угловая структура излучения должна быть проанализирована в режиме on-line за время порядка миллисекунд. Поэтому важно ускорить счет в процессе распознавания клеток. Один из способов достижения этого - упрощение модели клетки путем построения ее применительно к частной биомедицинской задаче. Нужно найти такую особенность строения клетки, которая морфологически характеризует ее в рамках выбранной задачи. Эта же особенность строения должна проявлять себя и оптически, например, характерными чертами угловой структуры излучения, рассеянного клеткой. Изучив морфологический, оптический и биомедицинский аспекты рассмотренной проблемы, мы выдвигаем следующую гипотезу – угловая структура излучения, рассеянного лимфоцитами с разным поверхностным строением может служить оптическим маркером нормального или патологического статуса популяций лимфоцитов в периферической крови индивидуумов. Для проверки гипотезы мы экспериментально и численным расчетом анализируем угловую структуру излучения, рассеянного лимфоцитами и их моделями,

соответственно. Наша цель - показать, что негладкие лимфоциты можно отличить от гладких оптически, по рассчитанной и измеренной угловой структуре излучения.

Обратимся вначале к расчету. Лимфоциты моделируем двухслойными концентрическими сферами. Такая модель пригодна для быстрого расчета в режиме реального времени. Она не принимает во внимание некоторые особенности строения лимфоцита. Ниже мы проанализируем обоснованность сделанного приближения. А пока вернемся к описанию модели. Негладкуюю, например, складчатую, поверхность лимфоцита моделируем однородным приповерхностным слоем. Различные диапазоны толщин этого слоя моделируют разнотипные особенности строения поверхности лимфоцита, например, складки или микроворсинки. Параметры клеточной модели взяты из наших данных [3] и дополнены литературными сведениями [4, 5], интерпретированными нами применительно к решаемой задаче. Исходя из того, что изменения поверхности лимфоцитов при вирусных инфекциях являются неспецифичными [1], мы полагаем, что размеры и показатели преломления лимфоцита одни и те же у здорового и инфицированного индивидуума.

В наших расчетах интенсивность рассеянного излучения усреднена в выбранном угле приема (7 градусов). Результаты расчета угловой структуры излучения для негладких и гладких лимфоцитов показывают следующее. Негладкие лимфоциты, в данном примере складчатые и ворсинчатые, можно отличить от гладких по интенсивности рассеяния. При этом различия интенсивностей излучения, рассеянного гладкими и негладкими лимфоцитами, максимальны в углах рассеяния больше 80 градусов. В этих углах указанные различия составляют не менее, чем 1,1 порядка величины. Эти различия достаточно велики и могут быть зарегистрированы каналом рассеяния проточного цитометра.

Стремясь к простой модели, мы пренебрегли несферичностью и шероховатостью лимфоцита. Это обосновано тем, что по данным работы [2], проведшей сравнение угловых структур излучения (рассчитанных методом FDTD) для моделей (а) несферичного шероховатого ("реального") лимфоцита и (б) идеальной сферы, различие усредненных интенсивностей излучения в углах рассеяния больших 80 градусов сравнительно мало.

Модель лимфоцита пренебрегает также его ядром. Рассчитанная нами угловая структура излучения для модели клетки с ядром и без него показывает (данные не представлены), что различия усредненных интенсивностей в соответствующих углах рассеяния (более 80 градусов) составляют 0,4 порядка величины (и только 0,1 порядка величины в углах примерно 85-95 градусов). Значит, не принимать во внимание ядро в модели лимфоцита вполне приемлемо – в рамках рассматриваемой задачи.

Как указано выше, различия интенсивностей рассеяния гладких и негладких лимфоцитов максимальны в углах рассеяния более 80 градусов. Свет, рассеянный вблизи угла 90 градусов может быть измерен каналом бокового рассеяния (side-scattering, SSC) обычного проточного

цитометра (FACScan). Мы измерили таким цитометром распределения SSC сигналов и сопоставили их для популяций лимфоцитов здоровых индивидуумов и индивидуумов, инфицированных вирусом гепатита *B* и гепатита *C*. Анализ показывает, что для инфицированных индивидуумов по сравнению со здоровыми указанные распределения сдвигаются к большим значениям сигналов бокового рассеяния. Результаты одного из проведенных измерений представлены на рис. 1. Полученные экспериментальные данные подтверждают результаты наших расчетов для гладких и негладких лимфоцитов здоровых и инфицированных индивидуумов.



Рис. 1. Нормализованные гистограммы распределений SSC сигналов для клеток здоровых индивидуумов (серый цвет) и клеток пациентов с вирусным гепатитом В (черный цвет). Данные получены на проточном цитометре FACScan

Отметим, что при измерении рассеянного света сканирующим проточным цитометром сдвиг распределения интенсивности рассеяния для инфицированных индивидуумов относительно здоровых будет больше, чем при измерении обычным цитометром. Дело в том, что различия между гладкими и негладкими лимфоцитами по интенсивности рассеяния больше в направлениях назад, а не вбок (напомним, что измерение рассеяния назад доступно для сканирующего цитометра и недоступно для обычного). Например, различия вблизи угла рассеяния 165 градусов будут, как показывают результаты наших расчетов для гладких и негладких лимфоцитов, в 4.5 раза больше, чем различия вблизи угла 90 градусов. Экспериментальные результаты демонстрируют, что изменения распределения SSC сигналов можно использовать как оптический маркер – дополнительный параметр настороженности – при первичном выявлении индивидуумов, инфицированных вирусами гепатита В и С.

Полученные данные показывают, что однородный концентрический слой, моделирующий особенности строения поверхности клетки, можно использовать как важный компонент простой модели лимфоцита применительно к рассматриваемой задаче (различение здоровых индивидуумов и индивидуумов с персистирующими вирусами гепатитов В, С, герпеса простого и клещевого энцефалита). Указанный слой следует также использовать как составную часть комплексной модели лимфоцита [3] в качестве ее дальнейшего развития.

Итак, совокупные результаты расчета и эксперимента свидетельствуют о том, что угловая структура излучения, рассеянного лимфоцитами, может служить оптическим индикатором – дополнительным параметром настороженности – при первичном выявлении индивидуумов, инфицированных вирусами гепатитов В, С, а также вирусами герпеса простого и клещевого энцефалита. Этот оптический маркер может использоваться при on-line скрининге индивидуумов групп риска методом сканирующей или обычной проточной цитометрии для выявления тех, кто инфицирован вирусами. Такое выявление не требует применения дорогостоящего и трудозатратного иммунофенотипирования и основано на различении и подсчете в периферической крови лимфоцитов с различными поверхностями, например, гладкими и складчатыми. Цель при этом состоит в определении долей указанных лимфоцитов по угловой структуре рассеянного ими света. Эти доли, согласно литературным данным, существенно отличаются для популяции лимфоцитов здоровых людей по сравнению с индивидуумами с персистирующими вирусами гепатитов В, С, а также вирусами герпеса простого и клещевого энцефалита.

Построена оптическая модель лимфоцита, учитывающая особенности строения его поверхности применительно к задаче выявления инфицированных индивидуумов с помощью каналов светорассеяния проточного цитометра. Для лимфоцита и его модели экспериментально и численным расчетом изучена угловая структура рассеянного излучения. Она может служить маркером, позволяющим экспрессно выявлять индиводуумов, инфицированных вирусами, например, вирусами гепатита B, C.

Литература

1. Naslednicova I.O., Riazantseva N.V., Novitski V.V., Antoshina M.A., Changes of surface lymphocyte architectonics under chronic virus infection // Tsitologia. – 2005. –V.47, №2. –P.136-140.

2. Brock R.S., Hu X.-H., Weidner D.A., Effect of detailed cell structure on light scattering distribution // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. -2006. –V.102, №1. -P.25-36.

3. Loiko V.A., Ruban G.I., Gritsai O.A., Gruzdev A.D., Kosmacheva S.M., Goncharova N.V., Miskevich A.A., Morphometric model of lymphocyte as applied to scanning flow cytometry // J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer. – 2006. –V.102. №1. –P. 73-84.

4. G.W. Schmid-Schonbein, Yuan Y. Shih, Shu Chien, Morphometry of human leukocytes // Blood. -1980. -V.56. №5. -P.866-875.

5. Hoffmann C., Moore K.C., Ching-Yuan Shih, Blakley R. L., Scanning electron microscopy of human lymphocytes // J. Cell Sci. -1977. –V.28. №1. –P.151-165.

М.А.Ксенофонтов¹, А.В.Поляков², В.С.Васильева¹

ДАТЧИК КОНЦЕНТРАЦИИ СВОБОДНОГО КИСЛОРОДА НА ОСНОВЕ ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО ВОЛОКОННОГО КОЛЬЦЕВОГО ЛАЗЕРА

¹Институт прикладных физических проблем им. А.Н.Севченко БГУ ул.Курчатова, 7, 220108, Минск, Беларусь lab_dozator@mail.ru ²Белорусский государственный университет проспект Независимости, 4, 220030, Минск, Беларусь polyakov@bsu.by

Мониторинг состояния сложных инженерных сооружений и промышленных систем является неотъемлемой частью их повседневной эксплуатации. Для осуществления подобного контроля требуются датчики и измерительные системы различных физических величин, таких как температура, механические деформации, давление и т.д. Одним из востребованных направлений исследования является разработка новых оптических методов определения концентрации кислорода. Кроме таких основных достоинств этих датчиков, как способность работать при воздействии интенсивных электрических и магнитных полей, стойкость к агрессивным средам, пожаро- и взрывобезопасность, не менее важным преимуществом является возможность создания на их основе распределенных (квазираспределенных) измерительных систем. Это значит, что один и тот же волоконно-оптический датчик может использоваться для выполнения измерений в большом количестве точек пространства. Полученные данные при этом передаются в виде пространственного распределения соответствующей измеряемой величины. В связи с этим весьма перспективным является применение таких датчиков в нефтяной, химической промышленности, в электроэнергетике, для контроля состояния турбин, котлов, дамб, мостов, плотин.

Предложена конструкция квазираспределенного измерительного устройства, предназначенного для измерения концентрации кислорода. Чувствительными элементами являются секции оптического волокна, жестко связанные с полосками ферромагнетика. Принцип измерения основан на магнитострикционном эффекте, приводящим к изменению длины и показателя преломления волокна, а следовательно, и к изменению частоты рециркуляции. В основе принципа измерений лежит такое специфическое свойство газообразного кислорода, как парамагнетизм, поскольку именно кислород среди всех газов обладает наибольшей парамагнитной восприимчивостью. Физическая сущность парамагнетизма кислорода состоит в том, что молекула кислорода в свободном состоянии обладает постоянным магнитным моментом P_m , не зависящим от внешнего магнитного поля H. Если некоторый объем V, заполненный O₂, поместить в постоянное магнитное поле H₀, произойдет его намагничивание, вследствие чего действующее поле H_0 изменится на ΔH :

320

 $\Delta H = K \chi_{\Pi} H_0$ (1), где K – безразмерный коэффициент, показывающий, во сколько раз используемый измерительный объем отличается от единичного; $\chi_{\Pi} = \chi_{\Pi}(N_0, \theta)$ –парамагнитная восприимчивость единицы объема, являющаяся функцией концентрации N_0 и температуры θ кислорода в выбранном объеме. Образец магнитострикционного материала преобразовывает ΔH в изменение своей длины. В результате, продольная линейная (по направлению магнитного поля) деформация магнитострикционного материала Δl , помещенного в это поле, с некоторой эффективностью γ преобразовывается в изменение оптического пути $\Delta(n_0L)$ жестко связанного с ним оптического волокна, где n_0 и L – показатель преломления и длина отрезка волоконного световода (BC), соответственно. В результате, деформация магнитострикционного материала, помещенного в это поле, преобразовывается в деформацию жестко связанного с ним оптического волокна.

Важным вопросом является выбор магнитострикционного материала с наиболее оптимальной геометрической формой. Исследования показали [5], что наиболее предпочтительным магнитным материалом является аморфный ферромагнетик на основе сплава $Fe_{1-x-y}B_xSi_y$ (получивший название «металлическое стекло»). Оптимальная геометрическая форма магнитострикционного элемента – тонкая узкая полоска, квадрат длины которой L_m^2 существенно превосходит площадь ее поперечного сечения S_m . Для оценки фактора формы N, когда геометрия элемента заметно влияет на значение и распределение внутреннего поля в образце, такого элемента можно использовать следующее приближенное выражение $N \approx 8S_m / L_m^2$.

Выражение для анализа разрешающей способности датчика имеет вид:

$$N_0^{\min} = \frac{3k\theta\chi_{\max}}{KCn_0\xi\gamma p_m^2\mu_0H_0^2}\frac{L}{L_H},$$
(2)

где $C = 3/2\lambda_s H_c^{-2} (1 + N\mu_m)^2 (nS_f E_f S_m^{-1} E_m^{-1})^{-1}$ – эффективная константа магнитострикции подсистемы, учитывающая свойства собственно ферромагнетика, его формы и механической нагруженности из-за сопряжения с волокном. Здесь λ_s – магнитострикция насыщения при слабой анизотропии; H_c – коэрцитивная сила; μ_m – максимальная магнитная проницаемость; n – число витков BC на магнитострикционной полосе; S_f =1,2·10⁻⁸ м² и E_f =7·10¹⁰ H/м² – сечение и модуль упругости BC, соответственно. Параметры ферромагнетика имеют следующие типичные значения: $\lambda_s = 3 \cdot 10^{-5}$; H_c =16 A/м; $\mu_m = 2 \cdot 10^4$; $E_m = 1,7 \cdot 10^{11}$ H/м²; p_m – магнитный момент молекулы; μ_0 – магнитная постоянная; k – постоянная Больцмана; θ – температура; L_H – длина BC, подвергающееся деформирующему воздействию; $\chi_{max} \approx 2 - 3 \cdot 10^{-6}$ при L>50 м – максимальная величина относительной долговременной нестабильности периода рециркуляции, зафиксированная в процессе наблюдения при постоянной температуре; ξ – коэффициент, обусловленный эффектом фотоупругости материала BC, который для кварцевого волокна составляет величину 0,78.

Измерения осуществляются на различных длинах волн. Спектрально-селективными отражательными элементами являются решетки Брэгга. Период каждой решетки подбирается таким образом, что отражение происходит только на определенной длине волны. Волоконные брэгговские решетки (ВБР) связывают основную моду ВС с той же модой, распространяющейся в противоположном направлении. Это означает, что на определенной длине волны $\lambda_{BG} = 2n_{eff} \Lambda_{BG}$ (n_{eff} – эффективный показатель преломления основной моды, Λ_{BG} – период решетки) распространяющееся по ВС излучение отражается от решетки. Характеристик этого отражения зависит от параметров решетки. Для однородной ВБР длиной L_{BG} коэффициент отражения R_{BG} на резонансной длине волны λ_{BG} выражается как $R_{BG} = \tanh^2(\kappa_{BG}L_{BG})$, где $\kappa_{BG} = \pi \Delta n_{mod} \eta_{BG} / \lambda_{BG}$ – коэффициент связи; Δn_{mod} – амплитуда модуляции показателя преломления в первом порядке разложения формы штриха в ряд Фурье; $\eta_{BG} = \frac{a}{0} |E_{co}|^2 r dr / \int_{0}^{\infty} |E_{co}|^2 r dr – доля мощности основной моды, которая распространяется по сердцевине ВС радиусом$ *a* $; <math>E_{co}$ – амплитуда электрического поля основной моды.

Спектральная ширина резонанса однородной волоконной брэгговской решетки, измеренная между первыми нулями коэффициента отражения в ее спектре, выражается следующим соотношением:

$$\Delta\lambda_{BG} = 2\lambda_{BG} \frac{\Lambda_{BG}}{L_{BG}} \left[1 + \left(\frac{\kappa_{BG}L_{BG}}{\pi}\right)^2 \right]^{1/2}.$$
(3)

Проведенные расчеты показали, что для резонансной длины волны отражения λ_{BG} =1550 нм; длины решетки 10 мм; амплитуды модуляции наведенного показателя преломления $\Delta n_{\rm mod} = 5 \cdot 10^{-4}$; диаметра сердцевины волокна $d_{\rm B}$ =9 мкм; $\kappa_{BG}L_{BG}$ =7,7 и n_{eff} =1,468 ширина спектра отражения ВБР составляет 0,45 нм по основанию, а коэффициент отражения равняется 0,95.

Конструкция чувствительного элемента следующая. Измерительный объем, имеющий вход и выход для газового потока, представляет собой тороидально изогнутую трубку из немагнитного материала объемом 10^{-2} м³, средним радиусом тороида r_{cp} =50 см и диаметром трубки d=6 см, на внешней поверхности которой закреплена кольцеобразная полоса ферромагнетика – «металлического стекла» сечением 1,5 см×5 мм. На этой полоске в виде плотно упакованных витков в один ряд расположено оптическое волокно длиной 50 м, жестко

закрепленное цианоакрилатом. Поверх этой конструкции навита электрическая катушка индуктивности для формирования во внутреннем объеме тора постоянного магнитного поля H_0 =300 А/м, что соответствует максимальной магнитной проницаемости. Размеры тороида выбирались таким образом, чтобы относительная неоднородность магнитного поля в объеме тороида δH , которую можно оценить по формуле $\delta H=(d/r_2)\cdot100\%$, где r_2 – внешний радиус тороида, не превышала 10 %.

В качестве источника излучения используется двухволновой перестраиваемый кольцевой волоконный лазер. Лазер имеет однонаправленную кольцевую архитектуру, включающую в себя оптический изолятор, направленный ответвитель, легированное эрбием волокно, накачка которого осуществляется диодным лазером с длиной волны 980 нм, полупроводниковый оптический усилитель, резонансный волоконный фильтр Фабри-Перо, оптический полосовой перестраиваемый фильтр и два волоконных резонатора. Комбинирование волоконного эрбиевого усилителя и полупроводникового оптического усилителя, а также использование двух дополнительных кольцевых волоконных резонаторов позволяет добиться наилучшего отношения сигнал/шум и высокой стабильности двухволновой генерации. Перестраиваемый оптический фильтр компании DiCon имеет следующие параметры: диапазон перестройки 1525-1565 нм, ширина полосы пропускания 200 ГГц (1,6 нм), разрешение по длине волны 0,05 нм, типовые вносимые потери 1,5 дБ, максимальный уровень обратного отражения -50 дБ. Ширины полосы пропускания перестраиваемого фильтра достаточно, чтобы осуществить генерацию на двух длинах волн, выделенных с помощью резонансного фильтра Фабри-Перо и разнесенных на 100 ГГц (0,8 нм). При длине фильтра Фабри-Перо *l*=1 мм и коэффициенте отражения полупрозрачного зеркала по интенсивности света *R*=0,7 ширина резонансной кривой по уровню -3 дБ составляет $\Delta f_r = 11,4$ ГГц. В результате, длину волны излучения лазера можно перестраивать в диапазоне 40 нм в пределах длин волн от 1525 нм до 1565 нм.

Проведенные согласно (2) оценки показали, что на основе данной конструкции измерительного устройства возможно определять концентрацию кислорода на уровне 10^{25} м⁻³ при комнатной температуре и нормальном давлении при $L_H=0.9L$. Если увеличить измерительный объем, например, до 1 м³, то погрешность измерения концентрации будет составлять единицы процентов.

Работа выполнена при поддержке БРФФИ (проект 09-094).

Таким образом, предлагаемая конструкция квазираспределенного датчика позволяет получать информацию о концентрации свободного кислорода от нескольких десятков точек измерения по одному волоконно-оптическому тракту. При функционировании в режиме точечного датчика (с одним измерительным объемом) такое устройство способно определять относительную концентрацию кислорода в газовой смеси с погрешностью на уровне 1–2% при комнатной температуре и нормальном давлении.

А.В.Поляков¹, М.А.Ксенофонтов², О.О.Гавриленко²

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИСТОЧНИКОВ И ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ НА РЕЗУЛЬТАТЫ ОПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

¹Белорусский государственный университет проспект Независимости, 4, 220030, Минск, Беларусь polyakov@bsu.by ²Институт прикладных физических проблем им. А.Н.Севченко БГУ ул.Курчатова, 7, 220108, Минск, Беларусь lab dozator@mail.ru

Дальнейшее развитие регистрирующей и измерительной техники требует повышения уровня помехозащищенности измерительных систем, а также возможности работы в условиях взрывоопасности, высокой радиации, агрессивной среды в широком интервале перепадов температур и т.п. Решение данной задачи может быть достигнуто на основе использования оптических и волоконно-оптических элементов, образующих волоконно-оптический датчик (ВОД). Одним из основных параметров, по которым оценивается качество датчика, является величина максимально допустимой температурной погрешности. Поскольку волоконнооптический канал является достаточно термостабильным, основной вклад в температурную погрешность будет вносить приемо-передающий блок. В этом случае для оценки температурной погрешности ВОД необходимо нахождение аналитических выражений, температурную описывающих зависимость параметров инжекционных лазеров И полупроводниковых фотоприемников.

Создание измерительной системы с оптимальными характеристиками невозможно без разработки математической модели и компьютерного моделирования режимов работы ВОД, что позволит оценить соответствие выбранного конструктивного решения заданным условиям эксплуатации. Эффективность выбранного конструктивного решения зависит от точности математического описания физических процессов, адекватно отражающих явления, происходящие в оптоволоконной информационно-измерительной системе.

Величина максимально допустимой температурной погрешности оценивается согласно выражению:

$$\delta_{\theta} = \frac{\left|X_{\theta} - X_{\theta_{H}}\right|}{X_{\theta_{H}}} \cdot 100\%, \qquad (1)$$

где $X_{\theta_{\rm H}}$ – значение регистрируемой величины на выходе ВОД при температуре калибровки $\theta_{\rm H}$, X_{θ} – значение этой величины при произвольной температуре θ .
Проведена оценка температурной погрешности измерений на примере фазового датчика на основе гомодинного интерферометра Маха-Цендера, который наиболее часто используется в качестве гидрофона– устройства для детектирования подводного звукового поля. Лазерное излучение в таком фазовом датчике делится полупрозрачным зеркалом, часть которого направляется в одномодовый световод, расположенный в зоне измерения, а другая часть излучения пропускается через контрольный световод, изолированный от влияния внешних воздействий. Величина результирующего интерференционного сигнала на светочувствительной поверхности фотоприемника зависит от изменения разности оптических путей $\Delta L_{\text{опт}}$, проходимых излучением в двух плечах интерферометра. В этом случае изменение фототока приемника определяется формулой:

$$\Delta I_{\phi \pi} = P_{\pi} \tau S_{\phi \pi} \left(1 + \cos(\Delta \phi) \right), \quad \Delta \phi = \frac{2\pi \Delta L_{\text{опт}}}{\lambda}, \tag{2}$$

где *P*_л-мощность излучения полупроводникового инжекционного лазера; τ-коэффициент пропускания оптического канала; λ-длина волны излучения.

Для малых вариаций фазы $\Delta \phi$ вблизи $\pi/2$, где функция $F_{\text{вых}} = f(\Delta \phi)$ практически линейна, изменение фототока можно записать:

$$\Delta I_{\phi \pi} = P_{\pi} \tau S_{\phi \pi} \frac{2\pi \Delta L_{\text{ont}}}{\lambda} \,. \tag{3}$$

Как следует из формулы (3), при определении значения температурной погрешности необходимо учитывать тот факт, что изменение температуры влияет не только на спектральную чувствительность ФД, но и на мощность излучения и длину волны генерации ИЛ. Температурная зависимость длины волны излучения при повышении температуры связана с увеличением длины резонатора лазера, соответствующего коэффициенту теплового линейного расширения лазерной среды $(5,4\cdot10^{-6} \text{ K}^{-1})$ и с увеличением коэффициента преломления $(1,0\cdot10^{-6} \text{ K}^{-1})$ и выражается следующим образом:

$$\lambda(\theta) = \lambda_0(\theta'_{\rm H}) + \delta_\lambda(\theta' - \theta'_{\rm H}), \qquad (4)$$

где $\lambda_0(\theta'_{\rm H})$ – длина волны излучения ИЛ при начальной температуре активной области ИЛ $\theta'_{\rm H}$, θ' - текущее значение температуры активной области ИЛ.

Мощность излучения ИЛ при изменении температуры можно рассчитать по формуле:

$$P_{\Pi} = \eta_{\Pi} \frac{hc}{e\lambda} \Big(I - I_{\Pi}(\theta'_{H}) \exp\left[\left(\theta' - \theta'_{H} \right) / \theta_{0} \right] \Big),$$
(5)

где η_л-внешний квантовый выход ИЛ; *I*-ток накачки; *I*_п(θ'_н) – пороговый ток при начальной температуре θ_н; θ₀-характеристическая температура.

Температурная зависимость спектральной чувствительности полупроводникового фотодиода определяется соотношением:

$$S_{\phi\pi}(\lambda,\theta) = \frac{e\lambda}{hc} T_{\pi p} \exp(\alpha x) \left\{ 1 - \exp\left[C(\theta) \left(\frac{\lambda_{rp}(\theta)}{\lambda}\right)^2 \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda_{rp}(\theta)}\right)^2\right] \right\},\tag{6}$$

1/2

где

$$C(\theta) = \sigma_{\rm rp} \left[2\varepsilon\varepsilon_0 \frac{N^*}{e} \left(U - \frac{k\theta}{e} \ln\left\{ \frac{N_A N_D}{n_i^2(\theta)} \right\} \right) \right]^{1/2} / \left[1 - \exp\left(-\frac{E_{\phi}}{k\theta} \right) \right],$$
$$n_i(\theta) = B\theta^{3/2} \exp\left[-E(0)/2k\theta \right], \quad E(\theta) = E(0) - \alpha_z \theta^2 / \left(\theta + \beta_z\right),$$

где $\sigma_{rp} \approx 1,25 \cdot 10^{-18} / \lambda_{rp}^2$ – граничное значение сечения фотоионизации (см²); $\lambda_{rp}(\theta)=1,24/[E(\theta)+E_{\phi}]$ -длинноволновая граница поглощения излучения, мкм; E_{ϕ} -энергия рамановского фонона, $E_{\phi}=0,037$ эВ; $N^*=N_AN_D/(N_A+N_D)$ -приведенная концентрация примесей; N_A -концентрация акцепторов; N_D -концентрация доноров; E(0)-ширина запрещенной зоны при 0 K; для Ge $\alpha_z = 4,774 \cdot 10^{-4}$ эВ/град, $\beta_z=235$ град.

Проведены расчеты зависимости температурной погрешности в диапазоне температур от минус 30 °C до плюс 50 °C для двух длин волн согласно (1) с учетом формул (2-6). В качестве начальной выбиралась температура, при которой осуществлялась калибровка прибора, равная обычно 20-25 °C, а соответствующие начальные длины волн были равны λ_0 =1,3 мкм и λ₀=1,55 мкм. Разность геометрических длин плеч интерферометра составляла 5 м, коэффициенты преломления кварцевого волокна, легированного 13,5% GeO₂, равнялись *n*=1,47 для $\lambda_0=1,3$ мкм и n=1,462 для $\lambda_0=1,55$ мкм. Из проведенных расчетов следует, что величина температурной погрешности может достигать 80-100%. Более низкая температурная погрешность для λ_0 =1,55 мкм объясняется следующим образом. Как следует из выражения (5), с понижением температуры уменьшается пороговый ток генерации ИЛ. При постоянном токе накачки это приводит к увеличению мощности излучения. Одновременно с этим при уменьшении температуры максимальное значение $S_{\phi\pi}$ уменьшается и смещается в коротковолновую область. Таким образом, уменьшение спектральной чувствительности фотоприемника в окрестностях 1,55 мкм частично компенсирует увеличение мощности излучения инжекционного лазера. Для длины волны 1,3 мкм спектральная чувствительность фотодиода практически не изменяется при изменении температуры и в данном случае температурная погрешность практически полностью определяется изменением мощности излучения ИЛ.

Для большинства приборов для волоконно-оптических измерений согласно ГОСТ 51060-97 предельная допустимая температурная погрешность не должна превышать 5 %. Проведены расчеты температурной погрешности интерферометра для λ_0 =1,55 мкм при условии, что мощность излучения ИЛ стабилизирована с относительной погрешностью δ_P =2% (кривая 1), δ_P =5% (кривая 2) и δ_P =10% (кривая 3) (рис.1). Изменения мощности излучения могут возникнуть как за счет колебаний температуры, так и за счет флуктуаций тока накачки ИЛ. Анализ полученных данных показал, что для λ_0 =1,55 мкм наиболее оптимальным значением для применения является условие, при котором мощность излучения ИЛ стабилизируется при помощи изменения тока накачки с относительной погрешностью не более $\pm \delta_P$ =5% во всем рабочем температурном диапазоне. При этом наблюдается снижение δ_0 от 4,5% практически до нуля при уменьшении температуры от +20 °C до -5 °C, и снижение δ_0 от 4,5% до 1,5% при повышении температуры от +20 °C до +60 °C. При λ_0 =1,3 мкм для уменьшения δ_0 необходимо повышать стабильность мощности излучения ИЛ.



1- δ_P=2%; 2- δ_P=5%; 3- δ_P=10%; Рисунок 1 – Относительная температурная погрешность при стабилизации мощности излучения инжекционного лазера

Работа выполнена при поддержке БРФФИ (проект 09-094).

В результате проведенных исследований были получены аналитические выражения, позволяющие не только учитывать спектральные свойства полупроводниковых лазеров и фотоприемников, но и минимизировать влияние изменения температуры на точность измерений ВОД. Проведена оценка температурной погрешности измерений, возникающей при использовании фазового датчика на основе гомодинного интерферометра Маха-Цендера. Получены критерии выбора длины волны излучения и точности стабилизации мощности излучения инжекционного лазера с учетом температурной зависимости спектральной чувствительности полупроводниковых фотоприемников.

. .

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

ГЕНЕРАЦИЯ БЕССЕЛЕВЫХ ВИХРЕВЫХ ПУЧКОВ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь s.kurilkina@ifanbel.bas-net.by

Бесселевы вихревые пучки, амплитуда которых пропорциональна выражению $J_m(q\rho)\exp(m\varphi)$, где J_m -е функция Бесселя *m*-го порядка, ρ , φ - соответственно радиальная и азимутальная координаты, q – поперечная компонента волнового вектора, находят широкое применение в оптической диагностике [1,2]. Для их получения, как правило, используется голографический метод [3], характеризуемый невысокой эффективностью. В настоящем сообщении предлагается новый высокоэффективный способ формирования бесселевых вихревых пучков, основанный на использовании одномерных фотонных кристаллов (ОФК).

Рассмотрим векторный бесселев световой пучок (БСП), падающий на одномерный фотонный кристалл – периодическую среду, содержащую N периодов, каждый из которых включает диэлектрические слои с высоким n_1 и низким n_2 показателями преломления и толщинами d_1 и d_2 соответственно. Положим, что ОФК окружен диэлектриком с показателем преломления n_0 . Известно [4], что БСП, распространяющийся в среде с показателем преломления n_j , может быть представлен в виде суперпозиции TE ($E_z = 0$) и TH ($H_z = 0$) мод:

$$\vec{E}(R) = A^{TE} \vec{E}^{TE}(R) + A^{TH} \vec{E}^{TH}(R), \qquad (1)$$

где $R = (\rho, \phi, z)$ - цилиндрические координаты, $A^{TE,TH}$ - комплексные константы. При падении на ОФК право циркулярно поляризованного БСП $A^{TE} = A^{TH} = A$, и поперечная компонента бесселева пучка представляется в виде [5]:

$$\vec{E}_{\perp i}(R) = \frac{iA}{\sqrt{2}} \exp i[(m-1)\varphi + \frac{\omega}{c}n_0\cos\gamma_0 z]$$

$$\times \{ [J_{m-1}(q\rho)\vec{e}_+ + J_{m+1}(q\rho)\exp(2i\varphi)\vec{e}_-] + \cos\gamma_0 [J_{m-1}(q\rho)\vec{e}_+ - J_{m+1}(q\rho)\exp(2i\varphi)\vec{e}_-] \},$$
(2)

где $\vec{e}_{\pm} = (\vec{e}_1 \pm i \vec{e}_2) / \sqrt{2}$. Аналогично поперечная компонента $\vec{E}_{\perp t}(R)$ поля, прошедшего ОФК, представима следующим образом:

$$\vec{E}_{\perp t}(R) = \frac{tA}{\sqrt{2}} \exp i[(m-1)\varphi + \frac{\omega}{c}n_0\cos\gamma_0 z] \times$$

$$\times \left\{ t^{TE} \left[J_{m-1}(q\rho)\vec{e}_+ + J_{m+1}(q\rho)\exp(2i\varphi)\vec{e}_- \right] + t^{TH}\cos\gamma_0 \left[J_{m-1}(q\rho)\vec{e}_+ - J_{m+1}(q\rho)\exp(2i\varphi)\vec{e}_- \right] \right\}.$$
(3)

Здесь *t*^{TE,TH} - амплитудные коэффициенты пропускания для TE и TH БСП, определяемые выражениями [5]:

$$\frac{1}{t^{TE,TH}} = \frac{1}{t_{cel}^{TE,TH}} \left(\sin N\beta^{TE,TH} - t_{cell}^{TE,TH} \sin(N-1)\beta^{TE,TH} \right), \tag{4}$$

$$\cos\beta^{TE,TH} = \operatorname{Re}(1/t_{cell}^{TE,TH}), \ t_{cell}^{TE,TH} = \frac{t_{12}^{TE,TH}t_{21}^{TE,TH}}{1 - \left|r_{12}^{TE,TH}r_{21}^{TE,TH}\right|\exp(2i\frac{\omega}{c}n_{1}d_{1}\cos\gamma_{1} + n_{2}d_{2}\cos\gamma_{2})\right]}{1 - \left|r_{12}^{TE,TH}r_{21}^{TE,TH}\right|\exp(2i\frac{\omega}{c}n_{1}d_{1}\cos\gamma_{1})},$$
$$t_{ij}^{TE,TH} = \frac{2n_{i}\cos\gamma_{i}}{n_{i}\cos\gamma_{i,j} + n_{j}\cos\gamma_{j,i}}, \ r_{ij}^{TE,TH} = \frac{n_{i,j}\cos\gamma_{i} - n_{j,i}\cos\gamma_{j}}{n_{i,j}\cos\gamma_{i} + n_{j,i}\cos\gamma_{j}}.$$

Как следует из (3), при выполнении условия

$$F_{+} = t^{TE} + t^{TH} \cos \gamma_{0} = 0, \quad \text{или}$$
$$\left| t^{TE} \right| \cos \phi^{TE} + \left| t^{TH} \right| \cos \phi^{TH} \cos \gamma_{0} = 0, \quad \left| t^{TE} \right| \sin \phi^{TE} + \left| t^{TH} \right| \sin \phi^{TH} = 0, \quad (5)$$

где $\phi^{TE,TH}$ - изменение фазы в структуре, имеет место полное преобразование право поляризованного J_{m-1} БСП в лево поляризованный J_{m+1} бесселев пучок.

Воспользовавшись полученными выражениями, рассмотрим особенности преобразования право циркулярно поляризованного бесселева светового пучка в структуре, содержащей слои ZrO₂ (n₁=2,0; d₁=90 нм) и SiO₂ (n₂ =1,45; d₂=125 нм). При выбранных толщинах слоев центр первой фотонной запрещенной зоны соответствует длине волны $\lambda_0 = 4d_1n_1 = 4d_2n_2 = 724$ нм. Тогда длина волны излучения Не-Ne лазера λ = 632,8 нм расположена в разрешенной зоне. Как видно из рис.1а, при угле конусности падающего излучения γ₀≈19.22° выполняются условия (5), и, следовательно, имеет место полное преобразование бесселева вихревого пучка (*m-1*) порядка в бесселев пучок (*m+1*) порядка. Однако в целом из-за высокого отражения ТН моды велики потери при данном преобразовании. Их можно уменьшить и, следовательно, увеличить эффективность преобразования, оцениваемую, как следует из (3), параметром $\eta_E = |F_-|/|F_-^{\text{max}}|$, где $F_{-} = t^{TE} - t^{TH} \cos \gamma_0$, реализовав условия совпадения максимумов пропускания ТЕ и ТН БСП (см. рис.1б). Отметим, что, увеличивая диэлектрический контраст структуры n_1/n_2 , можно добиться высокоэффективного (с эффективностью до 100%) преобразования вихревого пучка

(*m*-1) порядка в БСП (*m*+1) порядка при значительно меньших значениях угла конусности ($\gamma_0 \sim 10.53^0$) падающего на ОФК бесселева пучка (рис.2).

Предложенный метод может быть использован для генерации бесселевых вихревых пучков из невихревых БСП нулевого порядка (см. рис.3).



(a)

(б)

Рис. 1. Угловая зависимость функций $|F_+|$ (сплошная линия), $|F_-|$ (штриховая линия) для ОФК $[ZrO_2/SiO_2]^N$, содержащего N=108 (а) и N=111 (б) периодов. Падающий БСП имеет длину волны $\lambda = 0,6328 \,\mu m$. Параметры элементарной ячейки n₁=2,0, d₁=90 *нм*, n₂=1,45, d₂= 125 *нм*. Эффективность преобразования $\eta_E \approx 0.65(a), 0.98(\delta)$.



Рис. 2. . Угловая зависимость функций $|F_+|$ (сплошная линия), $|F_-|$ (штриховая линия) для ОФК [TiO₂/SiO₂]⁹⁹. Падающий БСП имеет длину волны $\lambda = 0,6328 \, \mu m$. Параметры элементарной ячейки n₁=2,35, d₁=78 *нм*, n₂=1,45, d₂= 127 *нм*. $\eta_E \approx 1$.



Рис. 3. Принципиальная схема преобразования падающего право циркулярно поляризованного гауссова пучка (1) в право циркулярно поляризованный J_0 пучок (3) и затем в лево циркулярно поляризованный J_2 бесселев вихревой пучок (5). Здесь 2 - аксикон, 4 - ОФК.

Таким образом, в настоящем сообщении предложен новый метод преобразования невихревых бесселевых пучков в вихревые БСП, основанный на использовании одномерных фотонных кристаллов. Установлена возможность и определены условия достижения эффективности преобразования, близкой к 100%. Полученные результаты представляют интерес для оптической диагностики.

Предложен новый метод преобразования невихревых бесселевых пучков в вихревые БСП, основанный на использовании одномерных фотонных кристаллов. Установлена возможность и определены условия достижения эффективности преобразования, близкой к 100%.

Литература

1. Herman R.M., Wiggins T.A. Production and uses of diffractionless beams//J.Opt. Soc.Am.A. – 1991. – V. 8.- P. 932–942.

2. Arlt J., Garces-Chavez V., Sibbett W. Optical micromanipulation using a Bessel light beam// Opt. Commun. – 2001.- V. 197. – P. 239-245.

3. Vasara A., Turunen J., Friberg A.T. Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms// J. Opt. Soc. Am. A. – 1989. –V. 6. - P.1748-1754.

4. Jauregui R., Hacyan S. Quantum-mechanical properties of Bessel beams// Phys. Rev. A.- 2005.- V.71. – P. 033411-033421.

5. Belyi V.N., Kazak N.S., Kurilkina S.N., Khilo N.A. Generation of TE- and TH- polarized Bessel beams using one-dimensional photonic crystal // Opt. Commun..- 2009. - V.282. - P.1998-2008.

А.В. Хомченко, В.Г. Гузовский, И.У. Примак, Г.П.Шевченко¹, И.А. Корнеева

ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК ГАЗОВ НА ОСНОВЕ НАНОСЛОЕВ НЕКОТОРЫХ ОКСИДОВ И ОКСИДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Белорусско-российский университет, Могилев, Беларусь, avkh@mogilev.by ¹ НИИ физико-химических проблем, Минск, Беларусь

Полупроводниковые тонкопленочные структуры широко используются в качестве чувствительных элементов интегрально-оптических датчиков газовых примесей. Принцип действия таких датчиков основан на регистрации изменений постоянной распространения h = h' + ih''волноводной моды пленки, обусловленных вариациями проводимости полупроводниковой пленки при адсорбции молекул газа на ее свободной поверхности. В данном сообщении представлены результаты исследования вопросов чувствительности и оптимизации интегрально-оптических датчиков газов на основе наноразмерных полупроводниковых пленок. Рассмотрена призменная схема устройства (рис.1). Принцип действия таких датчиков основан на регистрации приращений Δh комплексной постоянной



Рис.1. Схема датчика: 1-призма, 2-буферный слой, 3-волноводная пленка, 4-исследуемая среда, 5фотоприемник линза, 6 (матрица фотоприемников)

распространения h = h' + ih'' волноводной моды полупроводниковой пленки, обусловленных изменениями проводимости пленки при адсорбции молекул исследуемого газа на ее свободной поверхности. В качестве параметров характеризующих чувствительность этих датчиков рассматривают отношения $\Delta h' / h_0''$ и $\Delta h'' / h_0''$, где $\Delta h' = \operatorname{Re}(\Delta h), \quad \Delta h'' = \operatorname{Im}(\Delta h), \quad h_0'' = \operatorname{Im}(h_0) (h_0 - h_0)$ постоянная распространения моды до адсорбции газа). Согласно [1] эти параметры связаны с приращением диэлектрической проницаемости $\Delta \varepsilon_3 = \Delta \varepsilon'_3 + i \Delta \varepsilon'_3$ полупроводниковой пленки

следующим выражением

$$\frac{\Delta h}{h_0''} = \frac{\Delta h' + i\Delta h''}{h_0''} = \frac{\int_{-g-d}^{-g} \Delta \varepsilon_3(x) (h_0^2 \Psi^2 + P(\nabla \Psi)^2) dx}{\varepsilon_3''^{(0)} \int_{-g-d}^{-g} (h_0^2 \Psi^2 + P(\nabla \Psi)^2) dx},$$
(1)

где $\varepsilon_3''^{(0)}$ – мнимая часть диэлектрической проницаемости пленки в отсутствии исследуемого газа Ψ – распределение поля волноводной моды в пленке, *P*=0 и *P*=1 для мод *TE* и *TM* поляризаций соответственно, *d* и *g* - толщины волноводной пленки 3 и буфера 2 соответственно (рис.1).

Здесь и в дальнейшем полагаем, что затухание волноводной моды обуславливается процессами, протекающими в пленке, и пренебрегаем поглощением в других средах. Приращение $\Delta \varepsilon_3$ комплексной диэлектрической проницаемости вследствие изменения концентрации свободных электронов (дырок) в пленке, описываются достаточно точно классической электромагнитной теорией [2], согласно которой

$$\Delta \varepsilon_3' = -\Delta c^{\pm} e^2 / (m_{\pm}^* \varepsilon_0 \omega^2), \Delta \varepsilon_3'' = \Delta c^{\pm} e^3 / (m_{\pm}^*)^2 \varepsilon_0 \omega^3 \mu^{\pm}, \qquad (2)$$

где $\Delta c^- (\Delta c^+)$ приращение концентрации свободных электронов (дырок), e^- заряд электрона, $\varepsilon_0 -$ диэлектрическая проницаемость вакуума, m_-^* и $\mu^- (m_+^* u \mu^+) - эффективная масса и подвижность электрона (дырки), <math>\omega$ – частота.

В свою очередь представление о распределении свободных носителей заряда в пленке 3 может быть получено при решении уравнения Пуассона [2]

$$d^{2}Y/d\xi^{2} = (\exp(Y) - 1 + q^{2}[1 - \exp(-Y)])/(1 + q^{2}), \qquad (3)$$

с граничными условиями $dY/d\xi|_{\xi=-d/L} = N_s L/\varepsilon\varepsilon_0$, $dY/d\xi|_{\xi=-d/L} = 0$. Здесь $\xi = (x+g)/L$, $Y = e(\varphi_v - \varphi)/kT$, $q = \sqrt{c_0^-/c_0^+}$, $L = \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon kT/[e^2(c_0^+ + c_0^-)]} - эффективная$ длина Дебая, φ – потенциал, φ_v – потенциал в объеме полупроводника при $d \to \infty$, k – постоянная Больцмана, T – температура, c_0^- и c_0^+ – соответственно начальные концентрации свободных электронов и дырок в полупроводнике, ε – статическая относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника, N_s – концентрация адсорбированных атомов газа на поверхности.

Предполагается, что доноры и акцепторы полностью ионизированы, а распределение концентрации свободных носителей в пленке описывается выражением

$$\Delta c^{\pm} = c_0^{\pm} (\exp(\pm Y) - 1).$$
(4)

Таким образом, расчет параметров чувствительности $\Delta h'/h_0''$ и $\Delta h''/h_0''$ рассматриваемого интегрально-оптического датчика, а также его оптимизация могут быть построены на основе решения уравнения (3) и использования выражений (1), (2), (4). Здесь под оптимизацией понимаем выбор толщины полупроводниковой пленки, концентрации легирующих добавок, параметров возбуждаемой моды (в частности поляризации и номера моды) при которых параметры $\Delta h' / h_0''$ и $\Delta h'' / h_0''$ достигают наибольших значений.

Возможности оптимизации продемонстрируем на примере датчика, в котором используется пленка SnO₂, легированного Sb, в случае адсорбции газа на ее поверхности. При этом диэлектрическая проницаемость буфера и исследуемой газовой среды $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_3 = 2,17976$ (1 и 3 соответственно на рис.1), диэлектрическая проницаемость пленки до адсорбции $\varepsilon_2^{(0)} = 3,64086 - ic_0^- e^3 / ((m_-^*)^2 \varepsilon_0 \omega^3 \mu^-)$ (для пленок SnO₂ поглощение на свободных носителях является основной причиной оптических потерь). В этом случае справедливы следующие отношения $\Delta \varepsilon_3'' / \varepsilon_3''^{(0)} = \Delta c^- / c_0^-$, $\Delta \varepsilon_2' / \varepsilon_2''^{(0)} = \Delta c^- m_-^* \mu^- \omega / (c_0^- e)$, что упрощает анализ выражения (1) и позволяет ограничиться рассмотрением только отношения $\Delta h'' / h_0''$. На рисунке 2 представлены результаты теоретических (а) и экспериментальных (б) исследований этого параметра при различных толщинах волноводной пленки *d* для мод с различной поляризации и номером.



Рис.2 Чувствительность датчика при различных толщинах волноводной полупроводниковой пленки: $c_0^- = 2 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$, $\lambda = 0,6328 \text{ мкм}$, $N_s = 10^{15} \text{ м}^{-2}$. (a) – результаты расчетов, (δ) – данные измерений.

Чувствительность также возрастает с уменьшением концентрации c_0^- (рис 3). Представленные результаты свидетельствуют о том, что, с уменьшением степени легирования полупроводниковой пленки донорной примесью, а следовательно концентрации носителей, чувствительность датчика, пропорциональная величине $\Delta h'' / h''_0$, возрастает, о чем свидетельствуют результаты экспериментов для полупроводникового интегрально-оптического датчика концентрации примеси аммиака в воздухе.



Рис. 3. Изменение чувствительности датчика при увеличении степени легирования полупроводниковой пленки донорной примесью: соотношение SnO₂:Sb₂O₅ в распыляемой мишени (9:1) – кривая 1, (6:1) – кривая 2, (4:1)- кривая 3.

Возможности оптимизации расширяются при использовании излучения различных длин волн. На рисунке 4 приведены спектральные зависимости мнимой части постоянной распространения.



Рис. 4. Спектральная зависимость чувствительности датчика на основе пленки SnO2:W при детектировании паров воды (2), спирта (3), 1- спектр измеренный в атмосфере осушенного воздуха.

Как следует из представленных данных чувствительность датчика можно существенно изменять, выбирая оптимальное значение длины волны используемого излучения.

Исследованы волноводные свойства полупроводниковых пленок при адсорбции газа. Для пленок из двуокиси олова промоделировано изменение оптических потерь в условиях адсорбции газа. Выполнен анализ чувствительности интегрально-оптических датчиков на основе наноразмерных пленок некоторых оксидных полупроводников, как ZnO, SnO_x, легированных W, Al, Sb.

Литература

- 1. Ханспенджер Р. Интегральная оптика. Теория и технология М.: Мир, 1985. 384с
- 2. Моррисон С. Рой Химическая физика поверхности твердого тела. М.: Мир, 1980. 488с.

В.Г. Гуделев¹, Г.В. Кулак², А.Г. Матвеева²

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОДОЛЬНЫХ И СДВИГОВЫХ ГИПЕРЗВУКОВЫХ ВОЛН, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

¹ Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси v.gudelev@dragon.bas-net.by ² Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина g.kulak@mail.ru

Введение. В настоящее время значительный интерес исследователей и разработчиков представляют особенности генерации акустических импульсов в линейном и нелинейном режимах оптико-акустического возбуждения [1]. Наибольший интерес представляет нелинейный режим лазерной абляции, при котором достигаются наиболее высокие уровни давления на поверхность твердого тела. Оптико-акустические источники ультразвука имеют ряд преимуществ перед традиционными: отсутствие контакта со средой, возможность легкого изменения геометрических параметров оптико-акустической антенны [2]. Для диагностики дефектов материалов используют раздельно-совмещенные источники и приемники ультразвука [3]. В этом случае применяют источник ультразвука в виде полоски прямоугольной формы, наклоненной к поверхности твердого тела под углом β. Схема возбуждения и гетеродинного приема представлена на рис. 1.



Рис. 1. Схема детектирования дефекта материала (Об – образец, Дт – дефект, Пр – призма, θ - полярный угол, β - угол наклона призмы; ω_{Γ} , ω_{Γ} + ω_{B} – частоты оптического излучения, используемого в гетеродинной схеме детектирования рассеянного акустического сигнала).

Область возбуждения гиперзвука имеет вид прямоугольника с размерами вдоль осей ОХ и ОУ соответственно: $-a/2 \le x \le a/2$, $-b/2 \le y \le b/2$. Вычисление Фурье-компонент частотного спектра производится интегрированием по площади отверстия прямоугольной формы. Существуют три основных типа волн, используемых для неразрушающего контроля

[1]: продольные (*L*), сдвиговые (*S*) и рэлеевские (*R*). В дальнейшем будем рассматривать особенности возбуждения объемных – продольных и сдвиговых УЗ волн.

Теоретические результаты и обсуждение. Лазерный импульс длительностью τ распространяется под углом β к оси OZ и возбуждает высокочастотные ультразвуковые волны различной поляризации и пространственно-углового распределения. При этом форма акустического импульса существенно отличается от формы светового [2]. Предположим, что световой импульс имеет гауссово распределение, то есть $f(t) = \exp(-t^2/\tau^2)$. Ультразвуковая волна является затухающей с коэффициентом затухания $\alpha_s = \Gamma \cdot \Omega^2$, где Γ - некоторый коэффициент, $\Omega \approx 1/\tau$ - центральная частота ультразвука. Фурье-спектры продольной $(\widetilde{U}_t(\Omega))$ и сдвиговой ($\widetilde{U}_s(\Omega)$) ультразвуковой волны имеют вид [3, 4]:

$$\widetilde{U}_{l}(\Omega) = \frac{P_{f}ab\gamma^{2}e^{-\alpha_{s}r}}{4\pi\mu r\cos^{2}\beta}D_{l}(\theta)\frac{\sin(A_{l})}{A_{l}}\frac{\sin(B_{l})}{B_{t}}e^{i(k_{l}r-\Omega_{t})},$$
(1)

$$\widetilde{U}_{s}(\Omega) = \frac{P_{f}abe^{-\alpha_{s}r}}{4\pi\mu r\cos^{2}\beta} D_{s}(\theta) \frac{\sin(A_{s})}{A_{s}} \frac{\sin(B_{s})}{B_{s}} e^{i(k_{s}r-\Omega t)},$$
(2)

где $A_{l,s} = a(k_{\beta} \sin \beta - k_{l,s} \sin \theta \cos \alpha)/2$, $B_{l,s} = b(k_{l,s} \sin \theta \sin \alpha)/2$, θ - полярный угол, α – азимутальный угол, отсчитываемый от оси ОХ, β - угол наклона призмы; P_f - давление на поверхность твердого тела в области отверстия; r - расстояние до точки наблюдения УЗ волны; $A_{l,s} = k_{l,s} \sin \theta$ ($k_{l,s} = \Omega/\upsilon_{l,s}$, $\upsilon_{l,s}$ - фазовые скорости продольной и сдвиговой УЗ волны; $k_{\beta} = \Omega/\upsilon_{lpr}$ (υ_{lpr} - фазовая скорость продольной УЗ волны в призме); угловые распределения продольных D_l и сдвиговых D_s УЗ волн даются соотношениями [4]:

$$D_{l}(\theta) = \frac{\cos\theta (1 - 2\gamma^{2} \sin^{2} \theta)}{(2\gamma^{2} \sin^{2} \theta - 1)^{2} + 4\gamma^{3} \sin^{2} \theta \cos\theta \sqrt{\gamma^{2} - \sin^{2} \theta}},$$
(3)

$$D_{s}(\theta) = \frac{\sin\theta \,\cos\theta\sqrt{\gamma^{2} - \sin^{2}\theta}}{(2\sin^{2}\theta - 1)^{2} + 4\sin^{2}\theta\cos\theta\sqrt{\gamma^{2} - \sin^{2}\theta}},\tag{4}$$

где $\gamma = \mu/(\lambda + 2\mu)$, причем λ , μ - постоянные Ламе.

Временная форма акустического импульса дается соотношением [1, 2]:

$$U_{l,s}(\tilde{t}_{l,s}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \widetilde{U}_{l,s}(\Omega) F(\Omega) e^{-i\Omega \tilde{t}_{l,s}} d\Omega , \qquad (5)$$

где $\tilde{t}_{l,s} = t - r/\upsilon_{l,s}$, $F(\Omega) = \tau_a \sqrt{\pi} \exp(-\tau_a^2 \Omega^2 / 4)$ - частотный спектр акустического импульса при угле $\theta = 0$. Длительность акустического импульса τ_a определяется особенностями поглощения энергии светового импульса поверхностью металла [1, 5].

Подставив выражения (1) - (4) в (5) и выполнив интегрирование численными или аналитическими методами (см. [6, 7]) получим временную форму акустического импульса продольной $U_l(t)$ и сдвиговой $U_s(t)$ ультразвуковой волны. При численных расчетах применяется алгоритм быстрого преобразования Фурье.

В одномерном случае оптико-акустического возбуждения ультразвука (*b* << *a*) вычисление по формуле (5) удается провести аналитически [7], тогда амплитуды смещений даются выражениями:

$$U_{l}(\tilde{t}_{l}) = \frac{P_{f}ab\gamma^{2}}{4\pi \mu r} D_{l}(\theta)T_{V}^{l}(\tilde{t}_{l})$$
⁽⁷⁾

$$U_{s}(\tilde{t}_{s}) = \frac{P_{f}ab\sqrt{\tau}_{a}}{4\sqrt{\pi}\mu r} D_{s}(\theta)T_{V}^{s}(\tilde{t}_{s}), \qquad (8)$$

где

$$T_{V}^{l,s}(\tilde{t}_{s}) = \frac{\sqrt{i\sqrt[4]{2}}}{q_{l,t}} \exp\left[-\frac{(\tilde{t}_{l,s}^{2} + q^{2})}{2\tau_{a}^{2}}\right] (iT_{V+}^{l,s} - T_{V-}^{l,s}),$$

причем $q_{l,s} = a \sin \theta / v_{l,s}$,

$$T_{V\pm}^{l,s} = \left[\sqrt{\widetilde{t}_{l,s} \pm q_{l,s}} \exp(\mp q_{l,s}\widetilde{t}_{l,s} / \tau_a^2 \mp i\sqrt{2}(\widetilde{t}_{l,s} \pm q_{l,s}) / \tau_a) - \sqrt{\widetilde{t}_{l,s} \mp q_{l,s}} \exp(\pm q_{l,s}\widetilde{t}_{l,s} / \tau_a^2 \mp i\sqrt{2}(\widetilde{t}_{l,s} \mp q_{l,s}) / \tau_a)\right].$$

Интегральные амплитуды смещений рассчитывались их соотношения:

$$|U_{l,s}| = \int_{-\infty}^{+\infty} U_{l,s}(t) dt$$
(9)

Численные расчеты проводились для продольной и сдвиговой УЗ волны и материала, выполненного из стали (*Fe*). При этом полагалось, что $P_f = 10$ МПа, $\rho = 7800$ кг/м³, $\upsilon_f = 5100$ м/с, $\upsilon_s = 3200$ м/с, a = b = 3мм, $\lambda = 0,49 \cdot 10^{10}$ Па, $\mu = 7,84 \cdot 10^{10}$ Па, r = 10 мм, $\Gamma = 10^{-10}$ Гц⁻².

На рис. 2 представлена форма акустического импульса U_l продольных УЗ волн для падающего гауссового импульса длительностью $\tau = 10^{-9}$ с. Такой импульс преобразуется в акустический импульс, распространяющийся в том же направлении и имеющий длительность,

 $\tau_a = 10^{-6}$ с. В общем случае фазовые скорости продольных УЗ волн в материале призмы υ_{lpr} и диагностируемом материале υ_l отличаются между собой. Для упрощения расчетов положим, что угол $\beta = 0$ и область лазерного возбуждения имеет форму прямоугольника площадью, равной *ab*. В таком случае угловое распределение возбуждаемого гиперзвука определяется полярным углом θ и азимутальным углом α .



Рис. 2. Зависимость нормированной амплитуды смещения U_l от времени \tilde{t}_l для малых (а) полярных углов θ : 1 - 10⁰, 2 - 15⁰, 3 - 20⁰ и больших (б) углов θ : 1 - 65⁰, 2 - 75⁰, 3 - 85⁰ (*a=b=3* мм, *r=*10 мм, v_l =5100 м/с, τ_a =1 мкс, P_i =10 МПа, α =0, β =0).

При малых углах отклонения от нормали (рис.2а) форма акустического импульса близка к гауссовому распределению в дальней зоне дифракции. С увеличением угла θ в акустическом импульсе появляется провал в центре временной характеристики ($\tilde{t}_l = 0$, рис. 26). При малых углах с увеличением полярного угла амплитуда и длительность импульса (по уровню 3 дБ) увеличивается; при больших углах имеют место противоположные закономерности.

Следует отметить, что при значительных азимутальных углах α ($\alpha \ge 10^{0}$) и больших полярных углах θ , соответствующих рис. 26, провала в центра импульса не наблюдается. Акустический импульс имеет форму, близкую к гауссовому, а изменяется лишь его амплитуда и длительность.

Зависимость формы акустического импульса U_s сдвиговых УЗ волн для падающего гауссового светового импульса длительностью $\tau=10^{-9}$ с представлена на рис.3. Полагается, что световой импульс преобразуется в акустический импульс той же длительности, что и для продольных УЗ волн. При малых полярных углах (рис. 3a) наблюдается значительная трансформация формы акустического импульса. При увеличении полярного угла от 15 до 20⁰ ультразвуковой импульс, имеющий гауссову форму при углах $\theta < 10^{0}$, приобретает *S* – образную форму. При больших полярных углах (рис. 3б) изменения формы падающего гауссового УЗ

импульсы менее значительны; амплитуда импульса уменьшается при увеличении полярного угла. Аналогичные результаты экспериментально наблюдались в работе [1].



Рис. 3. Зависимость нормированной амплитуды смещения U_s от времени \tilde{t}_s для малых (а) полярных углов θ : 1 - 10⁰, 2 - 15⁰, 3 - 20⁰ и больших (б) углов θ : 1 - 65⁰, 2 - 75⁰, 3 - 85⁰ (*a=b=*3 мм, *r=*10 мм, υ_s =3200 м/с, τ_a =1 мкс, P_f =10 МПа, α =0, β =0).

На рис. 4 показана зависимость интегральной амплитуды смещения продольной $|U_l|$ (a) и сдвиговой $|U_s|$ (б) УЗ волны от полярного θ и азимутального угла α рассчитывалась по формуле (9).



Рис. 4. Зависимость интегральной амплитуды смещения продольной $|U_l|$ (а) и сдвиговой $|U_s|$ (б) УЗ волны от полярного (θ) и азимутального (α) угла (a=b=3 мм, r=10 мм, $\upsilon_l=5100$ м/с, $\upsilon_s=3200$ м/с, $\tau_a=1$ мкс, $P_f=10$ МПа).

Из рис. 4а следует, что максимальная амплитуда смещения продольной $|U_l|$ УЗ волны достигается при полярном угле θ =0. Минимальное значение амплитуды смещения $|U_l|$ достигается при углах θ =52⁰ и θ =69⁰. Максимальная амплитуда сдвиговой УЗ волны $|U_s|$, как следует из рис. 4б, достигается при полярном угле θ =50⁰, а минимальное значение соответствует полярному углу θ =0. Из рис.4 следует, что интегральные амплитуды смещений

продольных и сдвиговых УЗ волн практически не зависят от азимутального α угла. Это обусловлено квадратной формой области возбуждения ультразвука. Следует отметить, что интенсивности продольных и сдвиговых УЗ волн следует определять из соотношений:

$$I_{a}^{l,s} = \frac{1}{2} \rho \upsilon_{s,l} \Omega_{0}^{2} |U_{l,s}|^{2}$$
, где $\Omega_{0} = 1/\tau_{a}$.

Диаграмма направленности акустического импульса продольных и сдвиговых УЗ волн определяется параметрами $D_{l,s}$ и размерами полоски возбуждения *a* и *b*. Продольные УЗ волны возбуждаются практически при любых углах (кроме $\theta = \pm 90^{\circ}$). Сдвиговые УЗ волны не возбуждаются при углах $\theta = \pm \arcsin \gamma$; при $\theta = \pm 36^{\circ}$ величина D_s достигает максима [4].

Рассмотренные особенности оптико-акустического Заключение. возбуждения высокочастотного ультразвука показывают, что диаграмма направленности такого источника может легко изменяться варьированием размеров полоски прямоугольной формы и угла наклона призмы возбуждения, наложенной на поверхность твердого тела. Установлено, что форма гауссового акустического импульса, распространяющегося вдоль нормали к поверхности твердого тела, существенно трансформируется при увеличении полярного угла. Это позволяет диагностировать дефекты материалов, регистрируя временную форму оптикоакустического источника излучения. Наиболее значительные изменения формы акустического импульса достигаются для сдвиговых УЗ волн в интервале полярных углов $10^{0} - 20^{0}$. При этом акустический импульс может опрокидываться ($\theta = 15^{\circ}$) или приобретает *S* – образную форму (θ =20°). Данные особенности лазерной генерации импульсов сдвиговых УЗ волн хорошо согласуются с экспериментальными результатами, приведенными в работе [1].

Литература

1. Zang S. Y., Paul M., Fassbendtr S., Schleichert U. and Arnold W. // Res. Nondestr. Eval. 1990. V. 2. P. 143-155.

2. Лямшев Л. М. // Успехи физ. наук. 1981. Т.135, В.4. С. 636-669.

3. Буденков Г. А. // Дефектоскопия. 1979. № 2. С. 75-81.

4. Kharusi M. S., Farnell G. W. // J. Acoust. Soc. Amer. 1970. V. 48, № 2. P. 665-670.

5. Lin Gu. // Appl. Opt. 1982. V. 21, № 5. P. 955-960.

6. Справочник по специальным функциям. С формулами, графиками и математическими таблицами / Под ред. М. Абрамовица и И. Стигана. М.: Наука. 1979. – 830 с.

7. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов сумм рядов и произведений, М., Физматгиз, 1963г. - 1100 с.

УДК 621.37:543.42

М.В.Бельков¹, Т.А.Джумантаева², Е.М.Довнар-Запольская³, Е.В.Клячковская^{1,4}, Н.В.Колымаго⁵, С.Н. Райков¹

ЛАЗЕРНАЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКАЯ ЭКСПЕРТИЗА ИСТОРИКО-ХУДОЖЕСТВЕННЫХ ЦЕННОСТЕЙ

¹Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, 220072, г. Минск, пр. Независимости, 68 ²Национальный Полоцкий историко-культурный музей-заповедник, 211400, г. Полоцк, ул. Нижне-Покровская, 22

³Институт искусствоведения, этнографии и фольклора им. К.Крапивы НАН Беларуси, 220072, г. Минск, ул. Сурганова 1/2

⁴Национальный художественный музей Республики Беларусь, 220030, г. Минск, ул. Ленина, 20 ⁵Национальный исторический музей Республики Беларусь, 220050, г. Минск, ул. К.Маркса, 12 raikov@imaph. bas-net.by

На современном уровне этап технико-технологических исследований при атрибуции и реставрации произведений искусства является не мыслимым без спектроскопических методов анализа вещества. Наибольшее распространение в лабораториях крупнейших музеев получили рентгено-флуоресцентный анализ (РФА), спектроскопия комбинационного рассеяния (КР), инфракрасная (ИК) спектроскопия поглощения и в последнее время лазерный эмиссионный спектральный микроанализ.

По ИК- и КР-спектрам можно установить строение молекул различных органических (и неорганических) веществ. КР-спектроскопия имеет преимущества при исследовании водных растворов по сравнению с ИК-спектроскопией, однако её возможности ограничены при исследовании черных и глубоко окрашенных образцов и соединений, обладающих сильной флуоресценцией в видимой области спектра.

С помощью РФА определяется элементный состав неорганических пигментов, используемых в станковой масляной живописи, иконах, графике, предметах прикладного искусства, а также применяется для определения элементного состава металлических основ, драгоценных металлов в окладах икон, обрамлениях миниатюр, изделиях нумизматики, наградных знаках и т.д. Рентгеновские методы неразрушающего контроля очень ограничены в своих возможностях, да и в целом не вызывают энтузиазма у музейных работников, как и другие аналитические методы, использующие ионизирующее излучение. Кроме того, рентгеновское излучение (РФА) не является в полном смысле неразрушающим, поскольку стимулирует процессы последующей фотодеструкции окрашенных слоев исследуемого предмета. Последнее особенно актуально в отношении произведений живописи.

Лазерный эмиссионный спектральный микроанализ также как и РФА дает возможность экспрессного определения элементного состава вещества *in situ* без отбора пробы, и обладает рядом преимуществ по сравнению с последним, среди которых можно выделить возможность анализировать элементный состав, как твердых веществ, так и жидкостей, а также возможность локального, поверхностного и послойного определения элементов, что позволяет изучать однородность материалов и распределение элементов. Существуют и ограничения, связанные с матричными эффектами, влиянием окружающей среды, однако постоянно развивающиеся лазерные технологии позволяют свести их к минимуму.

Поскольку лазерная технологическая экспертиза является для абсолютного большинства физико-химических лабораторий музеев новой и остается пока недоступной, целесообразно дать для специалистов краткое техническое описание лазерного спектрометра (приводимые параметры соответствуют последней версии).

Лазерное излучение фокусируется на поверхность твердотельной мишени короткофокусной линзой (f = 50 мм). Свечение лазерной абляционной плазмы, индуцируемой у поверхности мишени, фокусируется на входной щели регистрирующего спектрального прибора с помощью кварцевой линзы. Система регистрации состоит из дифракционного полихроматора, оптического многоканального анализатора спектра и персонального компьютера.

Для обеспечения абляции вещества анализируемых образцов используется лазер на алюмо-иттриевом гранате, активированном ионами неодима, который эксплуатируется при следующих условиях: Длина волны генерации – 1064 нм, энергия импульса – до 0,19 Дж, стабильность энергии – $\pm 3\%$, длительность импульса – 7-8 нс, расходимость пучка < 0,8 мрад.

Полихроматор выполнен по вертикально-асимметричной схеме, имеющей низкий уровень рассеянного света и обеспечивающей высокое качество изображения на плоском поле. Фокусное расстояние – 380 мм. Полихроматор оснащен дифракционной решеткой – 600 штр/мм, что обеспечивает обратную линейную дисперсию – 4,3 нм/мм и одновременную регистрацию спектрального интервала – 120 нм (в первом порядке).

Эмиссионный спектр регистрируется оптическим многоканальным анализатором на основе ПЗС линейки, имеющей 2048 светочувствительных пикселей, с размерами 14х200 мкм. Оцифровку сигнала производит встроенный в контроллер 12-ти разрядный аналого-цифровой преобразователь. Область спектральной чувствительности (по уровню 0.1) – от 200 до 1060 нм.

При материаловедческой экспертизе состава художественных пигментов появление линий некоторых элементов может служить «датирующим маркером». Количество пигментов, применяемых в живописи, постепенно увеличивалось на протяжении ее истории. По свидетельству Плиния, древнегреческие живописцы пользовались лишь четырьмя красками: белой, желтой, красной и черной. Во времена самого Плиния (I в.н.э.) количество красок составляло уже около двадцати. Примерно это же количество пигментов было известно живописцам начала эпохи Возрождения. XVIII век явился тем рубежом, за которым началось интенсивное обогащение ассортимента красок. Успехи химической промышленности привели

к тому, что во второй половине XIX века в продажу стали поступать в большом количестве фабричные краски.

Лазерная атомно-эмиссионная спектроскопия может применяться в качестве экспрессметода определения элементного состава художественных материалов, и во многих случаях является достаточной, чтобы выявить подделку. В качестве первого примера можно привести атрибуцию произведения с подписью в нижнем правом углу «Галактионовъ, 1828». В эмиссионных спектрах красочных слоев под лаком проявилось большое количество титана. Титановые белила впервые были предложены к производству в конце первого десятилетия XX в. сначала в двух странах (США и Норвегии), в палитрах художников Западной Европы этот пигмент появился во втором десятилетии, а российских художников – в третьем. Следовательно, данное произведение не могло принадлежать кисти художника Степана Галактионова.

В некоторых случаях лазерная атомно-эмиссионная спектроскопия является важным шагом при атрибуции произведений, требующих дальнейших историко-искусствоведческих исследований. Так, при атрибуции произведения, на обратной стороне холста которого имеется подпись «А.Корин'25» (Рис. 1), в эмиссинных спектрах красочных слоев также наблюдается титан в больших количествах. В 1925 г. титановые белила уже использовались художниками, хотя согласно статистике, в палитрах русских художников появились лишь в третьем десятилетии XX в.





Рис.1. Общий вид произведения (а) и фрагмент обратной стороны холста с подписью «А.Корин'25».

Вторым подобным примером может служить атрибуция произведения, приписываемого кисти Пауля Эмиля Якобса, и датирующейся 1840-м годом. Ни одного из элементов, входящих в состав пигментов, появившихся после середины XIX в., не обнаружено, и можно допустить, что художественные материалы соответствуют заявленному времени, однако для более точной

аутентификации необходимо провести дополнительные историко-искусствоведческие исследования.

Таких продуктивных примеров лазерной технологической экспертизы в режиме экспресс-микроанализа накоплено уже несколько десятков. Кроме произведений станковой живописи исследованы фрески, уникальные ювелирные украшения, археологические находки, музейные предметы антиквариата. Однако сдерживающим фактором до последнего времени являлось условие проведения измерений в стационарной лаборатории. В настоящее время разработан и реализован мобильный вариант лазерного спектрометра (Рис. 2), при этом он имеет более инновационные модули по сравнению со стационарными версиями. Его транспортировка, сборка и эксплуатация на месте измерений осуществляется одним оператором.



Рис. 2. Общий вид прототипа мобильного лазерного спектрометра.

Таким образом, на современном инструментально-методическом уровне лазерный спектральный микроанализ является эффективным и перспективным методом материаловедческой экспертизы историко-художественных ценностей.

Проведена комплексная лазерная материаловедческая и историко-искусствоведческая экспертиза историко-художественных ценностей музейного уровня, в частности, картин предположительно известных художников, икон, фресок; разработаны и введены в эксплуатацию в интересах Национальных музеев лазерные и комбинированные спектрометры, в частности, с одно- и двухимпульсной лазерной абляцией, лазерно-электроискровой вариант, мобильный лазерный спектрометр.

УДК 535.5 + 681.785.3 А.Ю.Жумарь, А.В.Исаевич, Е.А.Круплевич, В.Н.Снопко, А.В.Холенков

МЕТРОЛОГИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И СДВИГА ФАЗ ОРТОГОНАЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ КОМПОНЕНТ ИЗЛУЧЕНИЯ В ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТАХ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ

Институт физики имени Б.И.Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь isaevich@ifanbel.bas-net.by, holenkov@ifanbel.bas-net.by

Для обеспечения единства измерений при проведении аттестации различных типов лазеров по поляризационным характеристикам их излучения, а также для определения сдвига фаз, вносимого в излучение анизотропными оптическими элементами лазерных систем, в Институте физики НАН Беларуси создана установка для определения поляризационных характеристик лазерного излучения и сдвига фаз ортогонально поляризованных компонент излучения в оптических элементах лазерных систем (УИПХЛИ). Установка позволяет контролировать основные поляризационные характеристики непрерывных лазеров: нормированные параметры Стокса, степень и азимут поляризации, угол эллиптичности, разность фаз ортогонально поляризованных компонент излучения в оптических элементах.

Структурно-оптическая схема установки показана на рисунке 1.



1 – испытуемый лазер; 2 – ослабитель; 3 – диафрагма; 4 – оптический обтюратор SR540; 5 – контроллер оптического обтюратора; 6 – ЖКП; 7 – анализатор; 8 – фотометрическая сфера;
 9 – детектор; 10 – синхронный усилитель SR830; 11 – контроллер ЖКП; 12 – компьютер. Рис. 1 Структурная схема УИПХЛИ.

Излучение испытуемого лазера 1, предварительно ослабленное с помощью ослабителя 2, проходит через диафрагму 3, оптический обтюратор 4 и управляемые фазовые элементы, в качестве которых используются жидкокристаллические фазовые пластинки (ЖКП) 6, линейный поляризатор Глана-Томпсона 7 и подается на фотометрическую сферу 8. После многократного

отражения от стенок фотометрической сферы, применяемой для уменьшения влияния зонной чувствительности фотоприёмника на результаты измерений, часть лазерного излучения (ЛИ) попадает на приемник оптического излучения 9, установленный у выходного отверстия фотометрической сферы. Образующийся при этом электрический сигнал, пропорциональный мощности ЛИ, подается на синхронный усилитель. Усиленный и очищенный от шумов сигнал оцифровывается и подается на персональный компьютер, с помощью которого по специальной программе рассчитываются поляризационные характеристики ЛИ.

Выделение необходимых для проведения измерений поляризованных компонент излучения осуществляется оптической системой, состоящей из двух фазовых пластинок и линейного поляризатора. Взаимное расположение главных направлений ЖКП и оси пропускания поляризатора выбирается таким образом, чтобы формируемые поляризационные фильтры при создании в ЖКП разности фаз 0, $\pi/2$ и π соответствовали требованиям стандарта [1]. В результате анализа различных вариантов расположения оптических элементов [2] это удалось осуществить в схеме, приведенной на рисунке 2.



O₁, O₂ – быстрые оси ЖКП; θ₁, θ₂ – азимуты быстрых осей ЖКП;
 O₃ – ось максимального пропускания поляризатора
 Puc. 2 – Схема расположения оптических элементов

Исследуемое излучение направляется горизонтально вдоль оптической оси, совпадающей с координатой Z. Плоскости фазовых пластинок и поляризатора ориентируются перпендикулярно оптической оси. Азимуты быстрых осей ЖКП составляют соответственно $\theta_1 = -22,5^\circ$ и $\theta_2 = -45^\circ$. Азимуты, отсчитываемые от горизонтальной оси X при движении по часовой стрелке, считаются отрицательными. Ось максимального пропускания поляризатора совпадает с направлением оси координат X.

ЖКП служат для создания заданной разности фаз между поляризованными компонентами падающего на них излучения. Время перехода от одного значения разности фаз к другому осуществляется не более чем за 20 мс. Управляющее напряжение на ЖКП изменяется в пределах от 0 до 10 В. В отличие от фазовых пластинок с постоянной разностью

фаз ($\lambda/4$ или $\lambda/2$) для заданной длины волны излучения ЖКП позволяют создать требуемую разность фаз в широком спектральном диапазоне. Управление пластинками осуществляется с помощью программного обеспечения.

Линейный поляризатор Глана-Томпсона преобразует прошедшее через него излучение в линейно поляризованное. В зависимости от спектрального диапазона используется один из поляризаторов фирмы Meadowlark Optics: в диапазоне от 400 до 700 нм – GTP-M10-0550; от 650 до 1000 нм – GTP-M10-0825; от 1000 до 1500 нм – GTP-M10-1250; от 320 до 2300 нм – GTP-M10. Добротность поляризаторов составляет 10⁵.

В качестве приемников ЛИ используются фотодиоды фирмы Hamamatsu, установленные в фотометрические сферы 131SP001 фирмы Melles Griot: кремниевый фотодиод 13DSI007 в спектральном диапазоне от 350 до 1100 нм и InGaAs-PIN фотодиод G8370-01 – в диапазоне от 900 до 1700 нм.

Синхронный усилитель SR830 DSP применяется для регистрации и измерения малых сигналов переменного напряжения, до нескольких нановольт. В нем используется технология фазочувствительного детектирования для выделения компоненты сигнала на установленной опорной частоте. Опорная частота модуляции ЛИ задается оптическим обтюратором SR540, представляющим собой вращающийся диск с прорезями, приводимый в движение прецизионным электродвигателем и управляемый контроллером, задающим частоту вращения диска. Сигналы шума на частотах, отличных от опорной частоты, отрезаются выходным фильтром низких частот и не влияют на результаты измерения.

Полное описание состояния поляризации ЛИ подразумевает определение четырех параметров Стокса. Параметры Стокса являются абсолютными величинами и имеют размерность измеряемых единиц интенсивности – мощности, энергии или производных от них. Для описания поляризационных свойств излучения удобно пользоваться относительными величинами – нормированными параметрами Стокса (*s*₁, *s*₂, *s*₃).

На основании измеренных параметров Стокса рассчитываются поляризационные характеристики излучения:

- степень поляризации излучения: $p = \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}$,
- азимут поляризации: $\Phi = \frac{1}{2} \operatorname{arctg}\left(\frac{s_1}{s_2}\right)$,

- угол эллиптичности:
$$\varepsilon = \frac{1}{2} \arcsin\left(\frac{s_3}{\sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}}\right).$$

Принцип измерения сдвига фаз ортогонально поляризованных компонент излучения в оптическом элементе основывается на том, что оптический элемент освещают лазерным

излучением с определенным состоянием поляризации и затем определяют состояние поляризации прошедшего через оптический элемент излучения. При прохождении через анизотропный оптический элемент разность фаз, существовавшая в зондирующем излучении, изменяется и происходит сдвиг фаз, значение которого определяется разностью

$$\Delta_{\hat{i} \ \hat{Y}} = \Delta' - \Delta_0$$

где Δ_0 и Δ' – разность фаз между поляризованными компонентами ЛИ до и после прохождения через оптический элемент, соответственно.

Установка прошла метрологическую аттестацию в Белорусском государственном институте метрологии, в результате которой установлены ее метрологические характеристики.

УИПХЛИ обеспечивает измерение поляризационных характеристик непрерывных и импульсно-периодических лазеров в спектральном диапазоне от 0,4 до 1,6 мкм и динамическом диапазоне (без учета ослабителя излучения) от 10^{-4} до 10^{-1} Вт.

Установка обеспечивает в нормальных условиях измерений определение

 нормированных параметров Стокса ЛИ в диапазоне от 0 до 1,0 со стандартной неопределенностью не превышающей 0,015;

 степени поляризации излучения в диапазоне от 0 до 1,0 со стандартной неопределенностью не превышающей 0,015;

 угла эллиптичности и азимута поляризации ЛИ в диапазоне от 0 до π со стандартной неопределенностью, не превышающей 0,02 радиан;

сдвига фаз ортогонально поляризованных компонент излучения, в диапазоне от 0 до π
 со стандартной неопределенностью, не превышающей 0,05 радиан.

Приводится описание созданной в Институте физики НАН Беларуси метрологической установки для измерения поляризационных характеристик излучения непрерывных и импульсно-периодических лазеров и сдвига фаз ортогонально поляризованных компонент излучения в оптических элементах лазерных систем.

Литература

1. ГОСТ Р 50006-92. Лазеры и излучатели твердотельные. Метод измерения поляризационных характеристик лазерного излучения. Введ. 1993-01-01. М., Изд. Стандартов, 1992. 9с.

2. В.Н. Снопко. Методика измерения параметров Стокса с использованием управляемых фазовых пластин // Измерительная техника, 2008, № 12, с. 19-22.

А.И. Буть, А.М. Ляликов

ВЫСОКОТОЧНЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ КЛИНОВИДНОСТИ ПЛАСТИН

ГрГУ им.Я.Купалы, ул.Ожешко,22, 230023 Гродно, Беларусь bai@grsu.by, amlialikov@grsu.by

Для высокоточного измерения углов прозрачных призм и клиньев в основном применяются гониометры, автоколлиматоры и интерферометры [1]. Для определения малых углов клиньев наибольшее практическое распространение получил способ измерения с помощью интерферометра Физо [2], который до настоящего время неоднократно усовершенствовался [3,4].

Достижение высокой точности интерферометрических способов измерения обеспечивается как за счет повышения чувствительности интерферометра, так и устранения систематических погрешностей измерений вызванных, как правило, аберрациями оптической системы.

В данной работе предложена методика высокоточного измерения клиновидности прозрачных пластин посредством голографического интерферометра бокового сдвига, обеспечивающая повышение чувствительности измерений по сравнению с традиционными интерферометрическими методами и исключение аберраций. Повышение чувствительности метода обеспечивается за счет удвоения интерференционных полос на наблюдаемых изображениях исследуемой пластины, исключение аберраций – за счет использования опорной голограммы.

реализации предложенной метолики использовалась оптическая Для схема голографического интерферометра, изображенного на рис.1. Интерферометр 8 построен на базе Маха-Цендера, классического интерферометра типа который обеспечивает кроме относительного бокового сдвига между интерферирующими пучками, регулировку ширины и ориентации полос в интерференционной картине.

Для исключения систематической погрешности измерений, вызванных аберрациями оптической системы, интерферометр снабжен опорной голограммой 9, которая записывается в оптически сопряженной плоскости с зоной размещения исследуемой клиновидной пластины 5 при её отсутствии и величине бокового сдвига *s* между интерферирующими пучками на выходе интерферометра, в плоскости записи голограммы 9, равным $\frac{1}{3}$ диаметра зондирующего светового пучка. Компенсация аберраций при образовании интерференционной картины происходит аналогичным образом, как в голографической интерферометрии реального масштаба времени [5].



 гелий-неоновый лазер; 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, 12плоскость наблюдения интерференционной картины.

Рис.1. Оптическая схема голографического интерферометра бокового сдвига.

Для проведения измерений в центральную зону зондирующего светового пучка устанавливается клиновидная пластина, при этом ребро клина располагается параллельно оси *x*. На рис.2,а схематически изображены контуры зондирующего светового пучка (круг) и исследуемой клиновидной пластины (многоугольник).



Рис.2. Изображение контуров зондирующего светового пучка (круг) и исследуемой клиновидной пластины (многоугольник): (а) – после прохождения клиновидной пластины, (б) - в плоскостях опорной голограммы и наблюдения интерференционной картины.

После прохождения зондирующей световой волной контролируемой клиновидной пластины ее фаза дополнительно изменится только в зоне 2 (рис.2,а) на величину $2\pi\eta y$, где $\eta = \alpha/\lambda$, α - угол отклонения светового пучка клиновидной пластиной (для случая малых углов клина), λ - длина волны источника света. Величина α определяется углом клина γ и показателем преломления *n* материала пластины известным соотношением $\alpha \approx \gamma(n-1)$ [6]. В зоне 1 и 3 фаза волны будет искажена только аберрациями оптической системы.

Для повышения точности измерений используется поочередная настройка полос в областях *A* и *B* до получения бесконечно широкой полосы. Например, для получения бесконечно широкой полосы в области *A* (рис.2,б), можно изменить направление

распространения только освещающей голограмму 9 (рис.1) первой волны, оставив направление распространения второй волны без изменения. В этом случае, изменяем направление распространения первой волны таким образом, чтобы интерференция дифрагированной в первый порядок волны и оставшейся без изменения образовали интерференционную картину вида:

$$I_{1}(x, y) = \begin{cases} c_{1}^{2} + c_{2}^{2}, & \text{для области A} \\ c_{1}^{2} + c_{2}^{2} + 2c_{1}c_{2}\cos(4\pi\eta y), & \text{для области B} \end{cases}$$
(1)

Из выражения (1) видно, что при достижении бесконечно широкой интерференционно полосы в области A, ограниченной контуром изображения клиновидной пластины, на втором изображении, расположенном в области B, количество интерференционных полос равной ширины удваивается, при уменьшении периода до $\frac{1}{2n}$.

Для измерения угла клина, поочередно получают интерференционные картины с настройкой на бесконечно широкую полосу для области A и B (рис.2) и определяют периоды полос P_1 и P_2 на изображениях клиновидных пластин в интерферограммах. Угол клина определяют по формуле

$$\gamma = \frac{2\lambda}{\left(P_1 + P_2\right)(n-1)},\tag{2}$$

1

Так как основную погрешность в результате измерения клиновидности пластины вносит измерение периода полос, то для уменьшения этой погрешности измеряют суммарную ширину нескольких полос [1]. В этом случае период полос определится как $P_{1,2} = \frac{y_{1,2}}{N_{1,2}}$, где $y_{1,2}$ и $N_{1,2}$ - суммарная ширина полос и их количество соответственно.

Предложенная методика была экспериментально апробирована на тестовой кварцевой клиновидной пластине. Линейные размеры пластины 18х32 мм.

На рис.3 представлена интерференционная картина, наблюдаемая на экране 12 (рис.1) при размещении в центральной зоне зондирующего светового пучка тестовой клиновидной платины 5. Представленные на рис.4,а,б интерферограммы подтверждают удвоения количества интерференционных полос на изображениях тестовой клиновидной платины по сравнению с интерферограммой (рис.3).



Рис.3. Интерференционная картина тестовой клиновидной пластины при настройке интерферометра на полосы бесконечной ширины.



Рис.4. Интерференционные картины клиновидной платины при настройках на бесконечно широкую полосу в областях левого (а) и правого (б) изображений тестовой клиновидной пластины.

Для измерения угла клина поочередно определялись периоды полос в областях правого (рис.4,а) и левого (рис.4,а) изображений тестовой клиновидной платины. Для данной тестовой пластины угол клина составил величину 1°6'56" при относительной погрешности измерений не более 2%.

Предложена методика высокоточного измерения клиновидности прозрачных пластин посредством голографического интерферометра бокового сдвига. Показано, что за счет последовательной обработки пары интерферограмм с удвоенным количеством интерференционных полос достигается повышение точности измерений в два раза по сравнению с традиционными интерферометрическими методами, а использование опорной голограммы позволяет исключить систематическую погрешность, вызванную аберрациями оптической системы.

Литература

1. Оптические измерения / Под ред. Д. Т. Пуряева. – М.: Машиностроение. – 1987. 264 с.

2. Оптический производственный контроль / Под ред. Д. Малакары. М.: Машиностроение. –1985. 400 с.

3. Bhattacharyya D., Ray A., Dutta B. K. and Ghosh P. N., Direct measurement on transparent plates by using Fizeau interferometry // Opt. and Laser Technology. – 2002. – V.34. № 1. – P. 93-96.

4. Chatterjee S., Simple technique for measurement of residual wedge angle of high optical quality transparent parallel plate // Opt. Eng. – 2003. – V. 42, № 11. – P. 3235-3238.

5. Бекетова А.К., Белозеров А.Ф., Березкин А.Н. и др. Голографическая интерферометрия фазовых объектов. – Л.: Наука. – 1979. 232 с.

6. Бегунов Б.Н. Геометрическая оптика. – М.: Издательство Московского Университета, – 1966. С.38.

УДК 551.501.7

А. П. Чайковский, В. А. Орлович, А. П. Иванов, В. А. Лисинецкий, Ф. П. Осипенко, И. С. Хутко, А. С. Слесарь

АППАРАТУРНЫЙ КОМПЛЕКС БЕЛАРУСИ В ЕВРОПЕЙСКОЙ ЛИДАРНОЙ СЕТИ EARLINET

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, проспект Независимости, 68; 220072 Минск, Беларусь chaikov@dragon.bas-net.by

Измерения параметров атмосферы с использованием лидарных систем дают основной объем информации об высотных профилях параметров атмосферных компонентов. Возрастающая значимость проблемы изменения климата и экологических задач, обусловленных глобальным загрязнением атмосферы, требует объединения лидарных станций в лидарные сети и проведение координированных наблюдений параметров атмосферных компонентов на основе единых методик измерения и алгоритмов обработки данных, а также использования унифицированных лидарных систем.

В работе излагаются результаты совершенствования лидарного комплекса Института физики НАН Беларуси с учетом требований, которые определены в лидарной сети EARLINET. Эти требования для зондирования тропосферного аэрозоля предусматривают использование трех длин волн: 355, 532 и 1064 нм и наличие каналов регистрации комбинационного (Рамановского) рассеяния азотом на длине волны 387 или 607 нм и паров воды на длине волны 407 нм, а также возможность измерения вертикального профиля концентрации озона по всей толще атмосферы. Рассмотрим созданную многоволновую лидарную систему с Рамановскими каналами (МЛС-Р), и систему измерения высотного распределения озона в интервале 1 – 40 км.

Многоволновая лидарная система с Рамановскими каналами. Кардинальными задачами при ее создании были разработка многоволнового излучателя, многоканальной оптической приемной системы и фотоприемных модулей.

Разработан <u>многоволновый излучатель</u> посылающий в атмосферу одновременно три световых импульса по одной трассе зондирования на длинах волн 355, 532, 1064 нм. Оригинальным блоком излучателя является трехволновый коллиматор, который обеспечивает пятикратное уменьшение расходимости излучения лазера одновременно на 3-х длинах волн.

<u>Многоканальная оптическая приемная система</u> представляет собой семиканальный оптический анализатор, предназначенный для регистрации излучения:

- локационного сигнала на основной длине волны 1064 нм излучателя на основе YAGлазера(упругое рассеяние) в аналоговом режиме регистратором с лавинным фотодиодом;

- локационного сигнала на второй гармонике излучателя на основе YAG-лазера, длина волны 532 нм (упругое рассеяние), аналоговый режим регистратора с ФЭУ - 84;

- деполяризованной компоненты локационного сигнала на второй гармонике излучателя на основе YAG-лазера, длина волны 532 нм (упругое рассеяние), аналоговый режим регистратора с ФЭУ – 84;

- локационного сигнала на третей гармонике излучателя на основе YAG-лазера, длина волны 355 нм (упругое рассеяние), аналоговый режим регистраторас ФЭУ – 84;

- локационного сигнала Рамановкого рассеяния азотом, длина волны 387 нм, при накачке излучением третей гармоники излучателя на основе YAG-лазера в режиме счета фотонов регистратором с фотоумножителем фирмы HAMAMATSU;

- локационного сигнала Рамановкого рассеяния парами воды, длина волны 407 нм, при накачке излучением третей гармоники излучателя на основе YAG-лазера в режиме счета фотонов регистратором с фотоумножителем фирмы HAMAMATSU;

- локационного сигнала Рамановкого рассеяния азотом, длина волны 607 нм, при накачке излучением второй гармоники излучателя на основе YAG-лазера в режиме счета фотонов регистратором с фотоумножителем фирмы HAMAMATSU;

Разделение оптического сигнала по спектральным компонентам осуществляется системой спектроделителей, которые рассчитаны таким образом, что последовательно выделяют спектральные компоненты. При этом Рамановские сигналы проходят или отражаются с минимальными потерями, в то же время локационные сигналы на зондирующих длинах волн в "несобственных" каналах в максимальной степени подавляются. Чтобы выделить необходимую спектральную полосу, в каждом канале установлен интерференционный и узкополосный отрезающий фильтры.

Для регистрации излучения были изготовлены <u>фотоприемные модули</u>, являющиеся унифицированными узлами лидарной аппаратуры в лидарной сети CIS-liNet и некоторых станциях сети EARLINET. Модуль представляет собой функционально законченное изделие. Фотоприемные модули включают фотоприемный датчик (фотоумножитель или лавинный фотодиод), усилитель, аналого-цифровой преобразователь (для регистрации в аналоговом режиме) или дискриминатор/счетчик импульсов (для регистрации в режиме счета фотонов). Внутренняя память и схема управления фотоприемного модуля организована на программируемой логической матрице АЛЬТЕРА. Модуль на основе лавинного фотодиода оснащен схемой охлаждения фоточувствительного кристалла фотоприемника на основе элемента Пельтье.

Основные функциональные блоки лидарной системы апробировались в натурном эксперименте. Тестовые измерения показали отсутствие всплесков Рамановских сигналов при наличии облаков, что говорит о достаточной степени подавления зондирующего излучения в приемных Рамановских каналах.

355

По результатам экспериментов были восстановлены профили параметров аэрозоля:

показатель обратного рассеяния на длинах волн 355, 532, 1064 нм; показатель ослабления на длине волны 355 нм; степень деполяризации аэрозольного рассеяния на длине волны 532 нм. В рамках программы интеркалибровки лидаров в сети EARLINET выполнены испытания системы.

Озоно - аэрозольный лидар. Лидарное зондирование озона осуществляется по методу дифференциального поглощения. Суть этого метода заключается в измерении локационного сигнала на паре линий «on line» (линия с большим поглощением) и «off line» (линия с малым поглощением). При работе по двухчастотному методу дифференциального поглощения «полезным» является только резонансное поглощение исследуемым газом, так как именно из этой составляющей поглощения извлекается информация о концентрации газа.

Озоновый лидар включает в себя передающую и приемную системы. Корректный расчет профилей концентрации озона требует учета ослабления излучения аэрозолем. Для одновременного зондирования озонового и аэрозольного слоя в тропосфере и стратосфере сформирована *комплексная передающая система*, которая является *многоканальной*. Три излучателя лидарного комплекса формируют зондирующее лазерное излучение на 5 длинах волн: 281,7, 308, 355, 532 и 1064 нм.

Основным излучателем является АИГ:Nd-лазер с преобразователем основного излучения во вторую и третью гармоники. Лазер является источником зондирующего излучения на длинах волн 355, 532 и 1064 нм и, одновременно, источником оптической накачки (вторая гармоника 532 нм) для получения излучения с длиной волны 281,7 нм при помощи лазера на основе 2-й гармоники твердотельного ВКР – преобразователя. Источником излучения на длине волны 308 нм служит эксимерный XeCl – лазер; Лидарные сигналы из ближней зоны на длинах волн 281,7 и 308 нм используются для расчета профиля концентрации озона в нижнем слое тропосферы, а сигналы на длинах волн 308 и 355 нм в стратосфере.

При создании *многоканальной приемной системы* возникают особые сложности в связи с большим динамическим диапазоном локационных сигналов при зондировании от нескольких сотен метров до 40 км, в особенности, для излучения в линии поглощения озона. Поэтому приемная система построена на основе трех зеркальных объективов. Большой объектив служит для регистрации локационных сигналов из дальней зоны. Два других используется для зондирования озона в ближней зоне и аэрозоля. Для исключения засветки фотоприемников сигналом из ближней зоны используется также оптико-механическое устройство, называемое отсечкой.

Озоно – аэрозольный лидарный комплекс имеет следующие технические показатели.

<u>Излучатель</u> Энергия импульсов зондирующего излучения: на длинах волн 281,7, 308, 355, 532 нм равна соответственно 8, 40, 50, 80 мДж; частота следования импульсов – 10Гц. <u>Приемная система</u>: диаметры приемных зеркал - 600 и 210 мм; фотоприемники на 281,7 и 308

нм - ФЭУ-175; фотоприемники на 355 и 532 нм - ФЭУ-140; полуширина интерференционных фильтров - 5-7 нм; количество импульсов для достаточного накопление сигналов – 30000.

В результате выполненных измерений удалось построить профили концентрации озона от уровня менее 1 км до 32 км. Граничный уровень между измерениями в нижнем и верхнем слое атмосферы находился на уровне 8 км. На рис. 1 приведен один из высотных профилей концентрации озона в тропосфере (светлая кривая) и стратосфере (темная кривая). Результаты проведенных экспериментов показали практическую возможность посредством разработанной аппаратуры непрерывно измерять профили концентрации озона в тропосфере и стратосфере. Обший созданного вид И



Рис. 1 - Профиль концентрации озона в тропосфере и стратосфере, 03-11-08, г. Минск

усовершенствованного аппаратурного комплекса представлен на рис. 2.



Рис. 2 – Внешний вид многоволнового лидара с Рамановскими каналами (слева) и озоно – аэрозольного лидарного комплекса (справа)

С учетом требований лидарной сети EARLINET усовершенствован лидарный комплекс ИФ НАН Беларуси. Описаны многоволновая лидарная система с Рамановскими каналами и система измерения высотного распределения озона в интервале 1 – 40 км.

УДК 535.361

Л.И.Чайковская¹, О.В.Царюк¹, В.А.Длугунович¹, П.И.Правдиков¹, И.В.Белоцерковский², А.Г.Жуковский², М.А.Возмитель³

МЕТОДИКА ЛАЗЕРНЫХ ГОНИОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛОТНЫХ БИОЛОГИЧЕСКИХ СРЕД

¹Институт физики НАНБ, пр. Независимости, 68, 220072 Минск, Беларусь Lch@light.basnet.by ²РНПЦ онкологии и медицинской радиологии им. Н.Н. Александрова, ³Белоруская медицинская академия последипломного образования

Изучение связи биологических и радиационных свойств биотканей основано на использовании данных о фундаментальных оптических характеристиках биотканей, к которым относятся коэффициенты ослабления, поглощения и рассеяния, фазовая функция рассеяния и глубинный показатель ослабления излучения. К настоящему времени создан целый ряд методик нахождения оптических характеристик биотканей по измеренным параметрам рассеянного тканью излучения (для видимого и ИК диапазонов спектра). Методики апробированы при проведении исследований оптических характеристик различных органов человека и животных [1, 2]. В Институте физики НАН Беларуси исследования оптических свойств биотканей (крови, кожи и др.) начали проводиться еще в 70-х годах [3 – 7]. Авторы [3] первые применили асимптотические формулы теории переноса для спектроскопии цельной крови. В [4] сделаны пионерские исследования параметров поляризованного излучения, взаимодействующего с эритроцитами крови.

В данной работе представляется методика количественного определения коэффициентов ослабления, поглощения и рассеяния и фазовой функции биоткани, основанная на гониометрических измерениях угловых распределений интенсивности излучения, отраженного и пропущенного толстым образцом ткани. Измерения проводились на образцах опухолевой ткани (трех срезах фибромиомы молочной железы) на базе лазерного гониометрического стоксмюллер-поляриметра [8] на длине волны 633 нм. Эти измерения были ранее кратко описаны в [7]. Однако методика обращения экспериментальных данных в [7] была упрощенной. Здесь представляется усовершенствованный алгоритм восстановления оптических характеристик ткани.

Измерения проводились на образцах находящихся в кювете. Полученные для одного образца угловые зависимости сигналов (рис. 1) преобразовывались в коэффициенты двунаправленного отражения и пропускания излучения, $R(\alpha,\beta) = I_{orp}(\alpha,\beta)/F_{nag}$ и $T(\alpha,\beta) = I_{npon}(\alpha,\beta)/F_{nag}$. Здесь $I_{omp}(\alpha,\beta)$ и $I_{npon}(\alpha,\beta)$ – яркости, полученные из измерений, F_{nag} – поток падающего излучения; α и β – углы наблюдения и освещения (в градусах). Относительная стандартная неопределенность измерения коэффициентов отражения и пропускания не превышала 0,05.



Рис. 1. Измеренные угловые распределения интенсивности излучения, отраженного и пропущенного кюветой с образцом ткани опухоли. Углы освещения $\beta = 0^{\circ}$, 20° (a) и 40° , 60° (б). Поле зрения приемника ~ 5,5°. Угол $\alpha = 0^{\circ}$ (б) определяет отражение по нормали

Образцы биоткани предварительно выдерживались в физиологическом растворе для создания насыщенности 85 %. Срез толщиной ≈3мм помещался в кювету, где он оставался пропитанным физиологическим раствором, чтобы не допустить его высыхания в процессе измерений.

Полученные данные для $R(\alpha, \beta)$ и $T(\alpha, \beta)$ преобразовывались для учета потерь энергии при прохождении падающего и рассеянного излучения через стенки кюветы и эффекта преломления световых лучей на границах «воздух – стекло – биоткань» и «биоткань – стекло – воздух», который изменяет телесный угол и направление пучка. В результате были получены коэффициенты $R^{en}(\alpha, \beta)$ и $T^{en}(\alpha, \beta)$, характеризующие отражение и пропускание излучения непосредственно образцом внутри кюветы. По ним проводилось восстановление оптических характеристик опухолевой ткани.

Алгоритм восстановления набора оптических параметров биоткани (набора C_{ν}) основан на оценке максимального правдоподобия параметров, т. е., нахождения таких их значений, которые соответствуют максимуму функции правдоподобия

$$P\left(\mathbf{C}_{v} \mid \mathbf{X}^{\bullet},\right) \sim \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\sum_{j=1,2}\sum_{k=1}^{K}\sum_{n=1}^{N}k_{k,n}^{j}\left(\mathbf{X}_{k,n}^{\bullet j}-\mathbf{Y}_{k,n}^{j}\left(\mathbf{C}_{v}\right)\right)^{2}\Omega_{k,n}^{j-1}\right)\right),\tag{1}$$

– условной вероятности параметров \mathbf{C}_{v} для совокупности измеренных данных $X_{k,n}^{\bullet,j}$ (здесь, j = 1 обозначает данные отражения $R^{en}(\alpha_{\kappa}, \beta_{n})$ и j = 2 – данные пропускания $T^{en}(\alpha_{\kappa}, \beta_{n})$ образцом). Считается, что рассматриваемые характеристики являются независимыми случайными переменными с нормальным законом распределения. В функции (1), $Y_{k,n}^{j}(\mathbf{C}_{v})$ - нелинейные функции параметров биоткани, которые представляют собой коэффициенты отражения $\rho(\alpha_{\kappa}, \beta_{n}, \mathbf{C}_{v})$ (при j = 1) и пропускания $\sigma(\alpha_{\kappa_{3}}\beta_{n}, \mathbf{C}_{v})$ (при j = 2) излучения образцом, определяемые на базе решений уравнения переноса излучения в рассеивающей среде. Использование уравнения переноса для описания многократного рассеяния света в биоткани является традиционным параметры регуляризации и $\Omega_{k,n}^{j}$ – диагональные элементы ковариационной матрицы разностей измеренных и рассчитанных величин (дисперсии разностей). Их оценки получены с учетом погрешностей измерений.

На основе (1) определялся набор характеристик C_{ν} , обеспечивающих максимум функционала, или иначе, минимум выражения стоящего в его показателе экспоненты. Оценивались значения альбедо однократного рассеяния, оптической толщины образца (а также значения показателей ослабления и поглощения) и параметры фазовой функции, включая средний косинус g. Фазовая функция была представлена в виде суммы трех функций Хеньи – Гринстейна.

Для определения функций параметров биоткани $\rho(\alpha_{\kappa}, \beta_{n}, \mathbf{C}_{\nu})$ и $\sigma(\alpha_{\kappa}, \beta_{n}, \mathbf{C}_{\nu})$ использовалась усовершенствованная приближенная модель дельта Эддингтона переноса излучения в рассеивающей среде [9]. Она позволяет рассчитывать с хорошей точностью угловые распределения рассеянного излучения, что необходимо для интерпретации гониометрических измерений. Однако эта модель хорошо работает, когда фазовая функция среды имеет небольшой средний косинус g < 0.5, что для биотканей не выполняется. Фазовые функции биотканей имеют большой максимум в направлении вперед и характеризуются $g \sim 0.8$ – 0,99. Поэтому, использовался известный прием, состоящий в отсечении малоуглового максимума фазовой функции. Соответственно многократное рассеяние излучения в биоткани описывалось двумя решениями - вышеуказанным усовершенствованным дельта Эддингтон решением в совокупности с малоугловым. Так как измерения оптических характеристик биоткани проводились на образцах, помещенных в кювету, то в применяемой теории переноса излучения был сделан в граничных условиях учет верхней и нижней границ биоткани с несогласованными показателями преломления (для биоткани показатель преломления n = 1,37, для стекла кюветы -n = 1,54, для воздуха -n = 1,0). В работе [6] на рис. 3 и 4 показаны примеры расчетов и сопоставлений с численными кодами удвоения, которые демонстрируют хорошую точность развитых решений.

Минимизация квадратичной формы, стоящей в показателе экспоненты в (1), осуществлялась на основе метода итераций при варьировании определяемых характеристик биоткани. Приращение характеристик рассчитывалось на основе градиентного метода. В алгоритме учитывались особенности поведения частных производных функционала. На первом этапе находились значения альбедо однократного рассеяния и параметров фазовой функции, удовлетворяющие условию минимума квадратичной формы, содержащей только данные измерений для отраженного излучения. Второй этап состоял в определении оптической толщины, обеспечивающей минимум полной квадратичной формы, и коррекция параметров фазовой функции и альбедо. В результате проведенной серии расчетов получены следующие
значения коэффициентов поглощения μ_a , ослабления μ_e и среднего косинуса g для трех исследуемых образцов на длине волны 633нм: (1) $\mu_a = 0,957 \text{ см}^{-1}$, $\mu_e=191 \text{ см}^{-1}$, g = 0,94, (2) $\mu_a = 1,2 \text{ см}^{-1}$, $\mu_e = 140 \text{ см}^{-1}$; g = 0,95, (3) $\mu_a = 1,05 \text{ см}^{-1}$, $\mu_e = 139 \text{ см}^{-1}$, g = 0,9. Эти результаты близки (по порядкам величин) к данным, приведенным в книге [2] для фиброаденомы грудной железы на близкой длине волны 700 нм (там $\mu_a = 0,52 \text{ см}^{-1}$ и $\mu_e = 144 \text{ см}^{-1}$). На рис. 2 показано наилучшее совпадение расчетных и измерений величин $R^{en}(\alpha, \beta)$ и $T^{en}(\alpha, \beta)$ для образца (2).

Рис. 2. Наилучшее совпадение экспериментальных (знаки) и расчетных (линии) величин при



восстановлении оптических характеристик образца (2)

Развита и апробирована методика определения оптических характеристик биоткани из измерений угловых распределений параметров рассеянного излучения оптически толстым образцом в плоской кювете. Из измерений, выполненных на гониометрической установке, при использовании развитой методики получены оптические характеристики ткани фиброаденомы грудной железы на длине волны 633 нм. Проведенные исследования показали, что данные для угловых распределений параметров рассеянного образцом излучения достаточно информативны. На их основе возможно получать сведения о коэффициентах поглощения и ослабления, среднем косинусе фазовой функции и угловом ходе фазовой функции биоткани.

Литература

1. Cheong W.-F., Prahl S.A., Welch A.J. A review of the optical properties of biological tissues // IEEE J. Quantum Electron. – 1990. – Vol. 26, N 12. – P. 2166 – 2184.

2. Тучин В.В. Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях, Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1998.

3. Дубова Г. С., Хайруллина А.Я., Шумилина С.Ф. Определение спектра поглощения крови методами светорассеяния // ЖПС. – 1977. Т – 27, № 5. – С. 871 – 878.

4. Королевич А.Н., Хайруллина А.Я., Шубочкин Л.П. Матрица рассеяния монослоя асферически «мягких» частиц при их плотной упаковке // ЖПС. – 1990. – Т. 36, № 1. – С. 76 – 82.

5. Хайруллина А.Я., Пархоц М.В., Олейник Т.В. и др. Измерение спектров поглощения фотосенсибилизатора хлорина е₆ и гемоглобина в цельной крови методом, основанным на многократном рассеянии света // Опт. и спектр. – 2001. – Т. 91, № 1. – С. 54 – 60.

- 6. Царюк О.В., Чайковская Л.И., Белоцерковский И.В. и др. Измерения «in vitro» оптических свойств опухолевой ткани // Вестник СПбО АИН. 2009. № 6. С.240 251.
- 7. Длугунович В.А., Насенник Л.Н., Снопко В.Н. и др. Лазерный гониофотометрический мюллер-поляриметр // Измерит. техн. 2003. №12. С. 18 21.
- 8. Prahl S.F. Light transport in tissue. PhD thesis, University of Texas at Austin, 1988.
- 9. Соболев В.В. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, М.: ГИТТЛ, 1956.

СОДЕРЖАНИЕ

Секция 1. Физика и техника лазеров

А.П. Минеев, С.М. Нефедов, П.П. Пашинин, П.А. Гончаров, В.В. Киселев. Er:YLF ЛАЗЕР С ПОПЕРЕЧНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ	5
А.В. Хомченко, А.Б. Сотский, А.В. Шульга. ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ ВОЛНОВОДНЫХ МОД	9
Ю.М. Андреев, В.А. Горобец, В.В. Зуев, Б.Ф. Кунцевич, Г.В. Ланский, А.Н. Морозов, К.А. Кох, В.О. Петухов. РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ НОВЫХ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИСТОЧНИКОВ СРЕДНЕГО ИК И ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНОВ СПЕКТРА	12
<i>Н.А. Малевич, П.Н. Малевич, А.И.Конойко.</i> ВНУТРИРЕЗОНАТОРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ПРОФИЛИРОВАННЫХ И СПИРАЛЬНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ	16
<i>Т.Ш.Эфендиев, В.М.Катаркевич, А.Н.Рубинов, А.А.Афанасьев.</i> КОМПАКТНЫЙ ЛАЗЕР НА КРАСИТЕЛЯХ СО СТАЦИОНАРНОЙ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ НА ОСНОВЕ НАНОКОМПОЗИТНОЙ СРЕДЫ	21
Т.Ш.Эфендиев, В.М.Катаркевич, А.Н.Рубинов, М.Берба, А.Стальнионис. ЛАЗЕР НА КРАСИТЕЛЯХ С РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ, ВОЗБУЖДАЕМЫЙ ТВЕРДОТЕЛЬНЫМ Nd:LSB МИКРОЛАЗЕРОМ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ	25
С.В. Курильчик, В.Э. Кисель, Ф. Бэйн, А.А. Лагацкий, С.А. Гурецкий, А.М. Лугинец, И.М. Колесова, Н.В. Кулешов, С.Т.А. Браун, У. Сиббетт. ВОЛНОВОДНЫЕ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЛОЕВ Yb:KYW НА ПОДЛОЖКАХ KYW	29
В.Э. Кисель, А.С. Ясюкевич, Н.В. Кулешов. 100 КГЦ МИКРОЧИП ҮВ:ҮАG ЛАЗЕР	33
В.Ю. Курстак. ТЕПЛОВОЙ МЕХАНИЗМ УШИРЕНИЯ СПЕКТРА УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ИЗЛУЧЕНИЯ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ РОС- ЛАЗЕРОМ НА КРАСИТЕЛЯХ	37
С. С. Ануфрик, А. П. Володенков, К. Ф. Зноско. СИСТЕМА ВОЗБУЖДЕНИЯ ХЕСІ- ЛАЗЕРА НА ОСНОВЕ LC-ИНВЕРТОРА	41
С. С. Ануфрик, А. П. Володенков, К. Ф. Зноско. МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ ХЕСІ-ЛАЗЕРА С УЧЕТОМ ПРОФИЛЯ ЭЛЕКТРОДОВ И ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА В МЕЖЭЛЕКТРОДНОМ ПРОМЕЖУТКЕ	45
С. С. Ануфрик, А. П. Володенков, К. Ф. Зноско. МОДЕЛИРОВАНИЕ АКТИВНОЙ СРЕДЫ ХЕСІ-ЛАЗЕРОВ С УЧЕТОМ ПРОЦЕССА РЕГЕНЕРАЦИИ НСІ	49
О. Е. Костик, В. В. Машко, Л. Л. Тепляшин. ПАРАМЕТРЫ ДВУХЧАСТОТНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ЛАЗЕРА С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ	53

Е.Е. Ушакова, С.Н. Курилкина, Н.А. Хило. ГЕНЕРАЦИЯ КВАЗИБЕЗДИФРАКЦИОННЫХ ИМПУЛЬСОВ С ЗАВИСЯЩЕЙ ОТ ПРОДОЛЬНОЙ КООРДИНАТЫ СКОРОСТЬЮ РАСПРОСТРАНЕНИЯ	57
В.И. Лебедев, Е.О. Котяшёв, В.В. Макаревич. КООПЕРАТИВНОЕ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ В ЛАЗЕРЕ	61
А.В.Науменко, Н.А.Лойко, П.Беснард. РЕЖИМЫ САМОСИНХРОНИЗАЦИИ МОД В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ С ВНЕШНЕЙ ЧАСТОТНО-СЕЛЕКТИВНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ	65
А.В. Науменко, Н.А. Лойко, С.Г. Русов. ДИСКРИМИНАЦИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ МОД ВЫСОКОГО ПОРЯДКА VCSEL НА ОСНОВЕ ТРАВЛЕНИЯ В БРЭГГОВСКОМ ЗЕРКАЛЕ РИСУНКА КОНЦЕНТРИЧЕСКИХ КОЛЕЦ	69
В.А. Пилипович, А.И. Конойко, А.И. Митьковец, А.М. Поликанин. СИНТЕЗ МЕТОДОВ НИЗКОВОЛЬТНОЙ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИИ ДОБРОТНОСТИ ЛАЗЕРНЫХ РЕЗОНАТОРОВ ДЛЯ ВИДИМОЙ И ИК ОБЛАСТИ СПЕКТРА	73
А.С. Дементьев, И. Демин, Э. Мураускас, Н. Славинскис,Р. Чегис, И. Лаукайтите. ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ МИНИЛАЗЕРЫ С КОРОТКОЙ ДИТЕЛЬНОСТЬЮ ИМПУЛЬСОВ: МОДЕЛИРОВАНИЕ, ЭКСПЕРИМЕНТ, ПРИМЕНЕНИЯ	77
<i>О. Е. Костик, В. В. Машко, Л. Л. Тепляшин.</i> О ВОЗМОЖНОСТЯХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СУБМИКРОННЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ КОМПАКТНОГО ДВУХЧАСТОТНОГО Nd:YAG ЛАЗЕРА	82
В.В. Кабанов, М.В. Богданович, А.В. Григорьев, А.Г. Рябцев, Г.И. Рябцев, М.А. Щемелев. КОМПАКТНЫЕ ЭРБИЕВЫЕ ЛАЗЕРЫ С ЧАСТОТОЙ СЛЕДОВАНИЯ ИМПУЛЬСОВ 1–5 ГЦ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИИ И ДАЛЬНОМЕТРИИ	86
Секция 3. Новые лазерно-оптические материалы	
М.П. Самцов, С.А. Тихомиров, Л.С.Ляшенко, О.В. Буганов, Д.Г. Мельников, Е.С. Воропай. ФОТОНИКА МОЛЕКУЛ ТРИКАРБОЦИАНИНОВОГО КРАСИТЕЛЯ НІТС В РАСТВОРАХ	89
<i>Н.И. Сушко, О.Н. Третинников.</i> ФОТОХРОМНЫЕ НАНОКОМПОЗИТЫ НА ОСНОВЕ ПОЛИВИНИЛОВОГО СПИРТА И ФОСФОРНО-ВОЛЬФРАМОВОЙ КИСЛОТЫ	93
<i>В.В.Филиппов.</i> ТЕМПЕРАТУРНО-НЕЗАВИСИМЫЕ ФАЗОВЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ ИЗОНОРМАЛЬНЫХ ВОЛН В ГЛАВНЫХ ПЛОСКОСТЯХ КРИСТАЛЛОВ МОНОКЛИННОЙ СИНГОНИИ	98
С.Я. Прислопский, В.А. Сокол, В.А. Яковцева, Г.В. Литвинович, С.В. Гапоненко. ПЛЕНКИ НАНОПОРИСТОГО АНОДНОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В СИСТЕМАХ ПОДСВЕТКИ	102
В.В. Могильный, Д.Н. Мармыш, А.Л.Толстик, V. Matusevich, R. Kowarschik. ПОЛИМЕРНЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ОБЪЕМНОЙ ЗАПИСИ ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАММ В СПЕКТРАЛЬНОМ ДИАПАЗОНЕ 470-540 НМ	105

В.А. Пилипович, А.М. Поликанин, А.И. Конойко. РАЗРАБОТКА ФОТОХИМИЧЕСКОГО СПОСОБА СОЗДАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ЛАЗЕРНОЙ ТЕХНИКИ	110
Ю.А.Загоруйко, А.С.Герасименко, Н.О.Коваленко, В.К.Комарь, В.М.Пузиков, E.Sorokin, I.T.Sorokina. СПЕКТРЫ И КИНЕТИКА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ НОВОГО МАТЕРИАЛА ДЛЯ АКТИВНЫХ СРЕД Zn _{1-x} Mg _x Se: Fe ²⁺ : Cr ²⁺	114
В.В.Тарковский, А.С.Балыкин, В.В.Яничкин. ИННОВАЦИОННОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ЭЛЕКТРОПИТАНИЯ МОЩНЫХ ЛАЗЕРОВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ЭЛЕКТРОГИДРАВЛИЧЕСКОГО ТЕПЛОВОГО ВЗРЫВА	117
С.С.Ануфрик, В.В.Тарковский, А.А.Маскевич, Г.Г.Сазонко. СВОЙСТВА НОВЫХ АКТИВНЫХ СРЕД ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ НА КРАСИТЕЛЯХ	121
В.А. Лойко, В.Я. Зырянов, А.В. Конколович, А.А. Мискевич. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНОК С ОРИЕНТИРОВАННЫМИ КАПЛЯМИ НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА	125
Н.А.Толстик, В.Э. Кисель, Н.В. Кулешов, О.В. Мальцев, Е.В. Копорулина, Н.И. Леонюк. Er,Yb:YAl ₃ (BO ₃) ₄ - НОВАЯ АКТИВНАЯ СРЕДА ДЛЯ ЛАЗЕРОВ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ В ОБЛАСТИ 1.5-1.6 МКМ	129
<i>Т.Г.Хотченкова, Г.Е.Малашкевич, И.Силдос, В.Кииск, А.В.Данильчик, Е.В.Пестряков.</i> СТРУКТУРА И СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОКЕРАМИКИ (CeO ₂ :Tb)SiO ₂ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ И КАТОДНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ	133
Г.Е.Малашкевич, Г.П.Шевченко, А.П.Ступак, Л.Т.Потапенко, Г.И.Семкова, А.А.Суходола. ВРЕМЕННОЙ ХОД ИНТЕНСИВНОСТИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ Eu–Ag- СОДЕРЖАЩИХ ОКСИДНЫХ ПЛЕНОК ПРИ СТАЦИОНАРНОМ УФ- ВОЗБУЖДЕНИИ	137
Секция 6. Применения лазеров в науках о жизни	
А.В. Волотовская, Л.Е. Козловская, А.Н. Мумин. ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ В ЛЕЧЕНИИ И РЕАБИЛИТАЦИИ БОЛЬНЫХ С ПОЛИНЕВРОПАТИЯМИ	143
<i>В.Ю.Плавский, Н.В.Барулин. ВЛИЯНИЕ</i> ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ДЛИН ВОЛН НА РАЗВИТИЕ МОЛОДИ РЫБ	147
Н.А. Немкович, Ю.В. Крученок, А.Н. Собчук, Г.И. Курило. ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ He-Ne ЛАЗЕРА НА ПОТЕНЦИАЛ МЕМБРАН ЭРИТРОЦИТОВ ЧЕЛОВЕКА	151
А.Н. Собчук, Н.А Немкович, А.К. Королик, Ю. Шрайбер, Г. Саломон, Т. Гесс. ОПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА РАКОВЫХ ОПУХОЛЕЙ В РАЗЛИЧНЫХ ТКАНЯХ ЧЕЛОВЕКА	155
С.Н. Савенков, Е.А. Оберемок, С.А. Мамилов, С.С. Есьман, М.М.Асимов. ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ДИАГНОСТИКИ НОВООБРАЗОВАНИЙ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ЛОКАЛЬНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ В СТРУКТУРЕ КОЖНОЙ ТКАНИ IN VIVO	159

М.М. Асимов, Р.М. Асимов, А.Н. Батян, М.О. Трусевич, А.Н. Рубинов. ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ХОЛОДНОГО ЛАЗЕРА НА ПРОЦЕСС ТЕПЛОВОЙ ДЕНАТУРАЦИИ ГЕМОГЛОБИНА КРОВИ 163 М.М. Асимов, Р.М. Асимов, А.Н. Рубинов. ФОТОНИКА И ЛАЗЕРНО-ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ ПРОЦЕССА ГАЗООБМЕНА В БИОТКАНЯХ 167 Р.В.Гришанович, П.С.Русакевич, В.Ю.Плавский. ВОСПАЛЕНИЕ КАК ОСНОВНОЙ ΦΑΚΤΟΡ ОСЛОЖНЕННОГО ТЕЧЕНИЯ ЦЕРВИКАЛЬНОЙ ЭКТОПИИ, И возможности ФОТОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕРАПИИ С МЕСТНЫМИ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРАМИ ДЛЯ ЕГО УСТРАНЕНИЯ 171 Р.В.Гришанович, П.С.Русакевич, В.Ю.Плавский. ЛАЗЕРНАЯ ФОТОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕРАПИЯ РАЗЛИЧНЫХ ФОРМ ЦЕРВИКАЛЬНОЙ ЭКТОПИИ 175 А.Ю. Курочкина, Н.А. Юдина, О.В. Тонко, Т.В. Руденкова, В.Ю. Плавский. ДИНАМИКА ПОКАЗАТЕЛЕЙ ИНТОКСИКАЦИИ ОРГАНИЗМА У ПАЦИЕНТОВ С ПАТОЛОГИЕЙ ПЕРИОДОНТА ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ФОТОРЕГУЛЯТОРНОЙ И ФОТОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕРАПИИ 179 П.А. Красочко, В.Ю. Плавский, В.А. Машеро, П.П. Красочко, А.Л. Пташок. АНТИВИРУСНОЕ ДЕЙСТВИЕ ПОЛИХРОМАТИЧЕСКОГО ПОЛЯРИЗОВАННОГО CBETA 182 Н.А. Немкович, Ю.В. Крученок, А.Н. Собчук, Е.А. Чернявский, В.М. Шкуматов. ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОФЛУОРИМЕТРИЯ ИНДОЛОКАРБАЗОЛОВ В РАСТВОРАХ И КОМПЛЕКСАХ С БЕЛКАМИ 186 Г.А. Залесская, Н.И. Нечипуренко, Л.Г. Астафьева. ЛЕЧЕНИЕ БОЛЬНЫХ С КОМПРЕССИОННО-ИШЕМИЧЕСКИМИ НЕВРОПАТИЯМИ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ КРОВИ 189 Г.А. Залесская. СТРУКТУРНЫЕ ПЕРЕСТРОЙКИ БИОМОЛЕКУЛ КРОВИ ПРИ ТЕРАПЕВТИЧЕСКИХ ДОЗАХ ЛАЗЕРНО-ОПТИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ 193 Н.М Орел, Е.С. Пышко, А.М. Лисенкова, Т.А. Железнякова. ОЦЕНКА СОСТОЯНИЯ АНТИОКСИДАНТНОЙ СИСТЕМЫ И ПРОЦЕССОВ ПОЛ В НЕКОТОРЫХ ТКАНЯХ КРЫС ПРИ ВВЕДЕНИИ ИНДОМЕТАЦИНА С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРОФОРЕЗА 197 А.М. Лисенкова, Т.А. Железнякова, И.А. Кобак, В.А. Щербатюк, В.В. Сенчук, В.М.Дюба. лазерные технологии для эффективного трансдермального введения лекарственных препаратов в организм 201 М.П. Патапович, Т.В. Докукина, И.Г. Третьяк, Ж.И. Булойчик, А.А. Минько, А.П. Зажогин. АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ ОБМЕНА Са И Мд В ОРГАНИЗМЕ ЗА ОПРЕДЕЛЕННЫЕ ПРОМЕЖУТКИ ВРЕМЕНИ МЕТОДАМИ ЛАЗЕРНОЙ АТОМНО-ЭМИССИОННОЙ МНОГОКАНАЛЬНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ ВОЛОС 205 А.А. Минько, М.П. Патапович, П.Н. Белый, М.В. Кудин, Ж.И. Булойчик, А.П. Зажогин. РАЗРАБОТКА МЕТОДИК ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОСЛОЙНОГО СОДЕРЖАНИЯ МАКРОЭЛЕМЕНТОВ В РАСТИТЕЛЬНЫХ ОБЪЕКТАХ МЕТОДОМ

365

ЛАЗЕРНОЙ МНОГОК.	АНАЛЬНОЙ АЛ	ГОМНО-ЭМИССИННОЙ	СПЕКТРОМЕТРИИ	209

А.А. Минько, М.П. Патапович, Т.В. Докукина, И.Г. Третьяк, Ж.И. Булойчик, А.П. Зажогин. ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТАБОЛИЗМА МАГНИЯ, КАЛИЯ И НАТРИЯ В ОРГАНИЗМЕ МЕТОДАМИ ЛАЗЕРНОЙ АТОМНО-ЭМИССИОННОЙ МНОГОКАНАЛЬНОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ ВОЛОС

А.А. Минько, П.Н. Белый, М.П. Патапович, М.В. Кудин, Ж.И. Булойчик, А.П. Зажогин. ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ЗАГРЯЗНЕНИЯ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ НА СОСТОЯНИЕ БИОТЫ МИНСКОГО ПРОМЫШЛЕННОГО УЗЛА НА ПРИМЕРЕ АНАЛИЗА ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА КОРЫ ЕЛИ ОБЫКНОВЕННОЙ (*PICEA ABIES*)

А.А. Маскевич, В.И. Степуро, С.А. Кургузенков, И.М. Кузнецова, К.К. Туроверов. КИНЕТИКА ЗАТУХАНИЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ТИОФЛАВИНА Т, ИНТЕРКАЛИРОВАННОГО В АМИЛОИДНЫЕ ФИБРИЛЛЫ ИЗ РАЗЛИЧНЫХ БЕЛКОВ

В.Ю. Плавский, Л.Г. Плавская, А.И. Третьякова, М.В. Пархоц, Б.М. Джагаров А.Ю. Курочкина, Н.А. Юдина. АНТИМИКРОБНАЯ ФОТОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕРАПИЯ: ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРЫ, АППАРАТУРА, ТЕХНОЛОГИИ

Е.С. Воропай, А.П. Луговский, М.П. Самцов, К.Н. Каплевский, Л.С. Ляшенко. ТРИКАРБОЦИАНИНОВЫЕ КРАСИТЕЛИ – ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРЫ ДЛЯ ЛАЗЕРНО-ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ И ФОТОТЕРАПИИ

М.В. Бельков, Г.А. Ксендзова, Т.Ф. Райченок, И.В. Скорняков, В.Л. Сорокин, Г.Б. Толсторожев, О.И. Шадыро. ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПРОИЗВОДНЫХ АМИНОФЕНОЛОВ В ВЫЯВЛЕНИИ СОЕДИНЕНИЙ С ВЫСОКОЙ ФАРМАКОЛОГИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТЬЮ

А.А. Рыжевич, С.В. Солоневич, Т.А. Железнякова, М.М. Кугейко, А.М. Лисенкова. МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С БИОТКАНЬЮ ПРИ НАЛИЧИИ НЕРАВНОВЕСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

А.А. Рыжевич, С.В. Солоневич, Т.А. Железнякова. ЛАЗЕРОФОРЕЗ: СОСТОЯНИЕ ДЕЛ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Н.Н. Бубешко, В.И. Степуро, А.А. Ярошевич, И.И. Степуро. ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ПРОДУКТОВ ОКИСЛЕНИЯ ТИАМИНА

В.А. Галиевский, А.С. Сташевский, М.В. Пархоц, Б.М. Джагаров. ЛАЗЕРНАЯ ФЛУОРОМЕТРИЯ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА

А.С. Сташевский, В.А. Галиевский. ЛАЗЕРНАЯ КИНЕТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ВОЗБУЖДЁННЫХ СОСТОЯНИЙ МОДИФИЦИРОВАННЫХ ПИРЕНОВЫХ ФЛУОРОФОРОВ

В.А. Галиевский, А.С. Сташевский. ИССЛЕДОВАНИЕ МОДИФИЦИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ КАК ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ СИНГЛЕТНОГО КИСЛОРОДА

С.В. Солоневич, А.А. Рыжевич, С.Б. Бушук, Т.А. Железнякова, М.М. Кугейко²,

366

213

217

221

225

231

235

239

243

247

251

255

259

<i>А.М. Лисенкова.</i> ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЛАЗЕРОФОРЕЗА С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРНОГО СКАНИРУЮЩЕГО МИКРОСКОПА	263
В. В. Барун, А. П. Иванов. СПЕКТРАЛЬНЫЕ СПОСОБЫ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЛАЗЕРНОЙ И ФОТОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕРАПИИ	267
А. П. Иванов, В. П. Дик, В. В. Барун. МАЛОГАБАРИТНЫЙ СПЕКТРОФОТОМЕТР ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПАРАМЕТРОВ БИОТКАНЕЙ И ГУМОРАЛЬНЫХ СРЕД	271
А.М. Коробов, Г.Е. Брилль, Т.А. Лесная, Т.И. Коляда, В.А. Коробов. ЛЕЙКОЦИТАРНАЯ РЕАКЦИЯ ПЕРИФЕРИЧЕСКОЙ КРОВИ ЗДОРОВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЖИВОТНЫХ НА ДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО И СВЕТОДИОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 1,0 МКМ	276
А.М. Сафаров, Д.Д. Хамидов, Т. Шукуров, Б.П. Шарипов, М.Д. Набиева. ПРИМЕНЕНИЕ ВНУТРИВЕННОГО ЛАЗЕРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ КРОВИ В КОМПЛЕКСНОМ ЛЕЧЕНИИ СОЧЕТАННОГО ЭХИНОКОККОЗА ПЕЧЕНИ И ЛЕГКИХ	281
Д.Д. Хамидов, Т. Шукуров, З.К. Косимов, А.М.Сафаров, М.М. Шукурова. МОНИТОРИНГ СОСТОЯНИЯ ГЕМОДИНАМИКИ С ПРИМЕНЕНИЕМ ВЛОК ПРИ ОПЕРАЦИИ У БОЛЬНЫХ С ЭХИНОКОККОЗОМ ПЕЧЕНИ	285
<i>А. П. Иванов, В. В. Барун.</i> ОСОБЕННОСТИ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА СУСПЕНЗИЕЙ ЭРИТРОЦИТОВ ПРИ ИХ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ УПАКОВКИ	289
С.А. Лысенко, М.М. Кугейко. О ВОЗМОЖНОСТЯХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СПЕКТРОВ ОТРАЖЕНИЯ СВЕТА ДЛЯ ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРОНИКНОВЕНИЯ ЛЕКАРСТВЕННЫХ И КОСМЕТИЧЕСКИХ ПРЕПАРАТОВ В КОЖУ	293
Секция 7.Лазерно-оптические измерительные и диагностические методы и системы	
В.А.Длугунович, А.В.Исаевич, С.В.Никоненко, <u>В.Н.Снопко</u> , А.В.Галыго, О.Б.Тарасова, Н.В.Хайрова. РАЗВИТИЕ МЕТРОЛОГИЧЕСКОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ТЕХНИКИ И ОПТИКИ	299
<i>М. А. Ходасевич, Д. В. Трофимова, Е. И. Незальзова.</i> МЕТОД ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТ В ПРИМЕНЕНИИ К АНАЛИЗУ СПЕКТРОВ ПРОПУСКАНИЯ И РАССЕЯНИЯ СВЕТА МОЛОЧНЫМИ ПРОДУКТАМИ И АЛКОГОЛЬНЫМИ НАПИТКАМИ	303
С.Н. Курилкина, В.Н. Белый, Н.С. Казак. ГЕНЕРАЦИЯ БЕССЕЛЕВЫХ ПЛАЗМОНОВ В СТРУКТУРАХ «ДИЭЛЕКТРИК-МЕТАЛЛ» ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ПУЧКАМИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ	308
<i>А.В.Исаевич, В.Н.Снопко, А.В.Холенков.</i> ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗУЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ПОЛЯРИЗАТОРОВ	312
Г.И. Рубан, В.В. Бердник, Н.В. Гончарова, Д.В. Маринич, В.А. Лойко. РАССЕЯННОЕ НА ЛИМФОЦИТАХ ЛАЗЕРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КАК МАРКЕР ДЛЯ ЭКСПРЕССНОГО ОБНАРУЖЕНИЯ ВИРУСНОГО ИНФИЦИРОВАНИЯ	

ИНДИВИДУУМОВ

М.А.Ксенофонтов, А.В.Поляков, В.С.Васильева. ДАТЧИК КОНЦЕНТРАЦИИ СВОБОДНОГО КИСЛОРОДА НА ОСНОВЕ ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО ВОЛОКОННОГО КОЛЬЦЕВОГО ЛАЗЕРА	320
<i>А.В.Поляков, М.А.Ксенофонтов, О.О.Гавриленко.</i> ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИСТОЧНИКОВ И ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ НА РЕЗУЛЬТАТЫ ОПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ	324
С.Н. Курилкина, В.Н. Белый, Н.С. Казак. ГЕНЕРАЦИЯ БЕССЕЛЕВЫХ ВИХРЕВЫХ ПУЧКОВ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ	328
А.В. Хомченко, В.Г. Гузовский, И.У. Примак, Г.П.Шевченко, И.А. Корнеева. ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК ГАЗОВ НА ОСНОВЕ НАНОСЛОЕВ НЕКОТОРЫХ ОКСИДОВ И ОКСИДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ	332
В.Г. Гуделев, Г.В. Кулак, А.Г. Матвеева. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОДОЛЬНЫХ И СДВИГОВЫХ ГИПЕРЗВУКОВЫХ ВОЛН, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ	336
М.В.Бельков, Т.А.Джумантаева, Е.М.Довнар-Запольская, Е.В.Клячковская, Н.В.Колымаго, С.Н. Райков. ЛАЗЕРНАЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКАЯ ЭКСПЕРТИЗА ИСТОРИКО-ХУДОЖЕСТВЕННЫХ ЦЕННОСТЕЙ	342
А.Ю.Жумарь, А.В.Исаевич, Е.А.Круплевич, <u>В.Н.Снопко</u> , А.В.Холенков. МЕТРОЛОГИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И СДВИГА ФАЗ ОРТОГОНАЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ КОМПОНЕНТ ИЗЛУЧЕНИЯ В ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТАХ	
ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ	346
<i>А.И. Буть, А.М. Ляликов.</i> ВЫСОКОТОЧНЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ КЛИНОВИДНОСТИ ПЛАСТИН	350
А. П. Чайковский, В. А. Орлович, А. П. Иванов, В. А. Лисинецкий, Ф. П. Осипенко, И. С. Хутко, А. С. Слесарь. АППАРАТУРНЫЙ КОМПЛЕКС БЕЛАРУСИ В ЕВРОПЕЙСКОЙ ЛИДАРНОЙ СЕТИ EARLINET	354
Л.И.Чайковская, О.В.Царюк, В.А.Длугунович, П.И.Правдиков, И.В.Белоцерковский, А.Г.Жуковский, М.А.Возмитель. МЕТОДИКА ЛАЗЕРНЫХ ГОНИОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЛОТНЫХ БИОЛОГИЧЕСКИХ СРЕД	358

316

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ VIII МЕЖДУНАРОДНОЙ НАУЧНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ

ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И ОПТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ

МИНСК, 27-30 СЕНТЯБРЯ 2010

Том 1

Подписано к печати 31.12.2010 г. Тип бумаги – офисная Объем: 23,1 печ. л., 19,0 уч.изд.л. Заказ №32 Формат: 60х90 1/8 Печать: ризография Тираж 110 экз.

Институт физики НАН Беларуси 220072 Минск, пр. Независимости, 68 Отпечатано на ризографе Института физики НАН Беларуси