

Труды XXI научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ  
«КВАНТОВАЯ РАДИОФИЗИКА И ОПТИКА»**

Председатель – С.А. Бельков, секретарь – В.В. Шарков.  
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

## ВОЛНОВОДНЫЙ ЭФФЕКТ КВАНТОВЫХ ЯМ В $\text{InGaAs/GaAs}$ ЛАЗЕРЕ С ТОНКИМИ СЛОЯМИ $\text{InGaP}$

Н. В. Дикарева, Б. Н. Звонков, С.М. Некоркин

*Научно-исследовательский физико-технический институт  
ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

Одним из ключевых параметров, позволяющих судить о качестве излучения торцевых полупроводниковых лазерных диодов, является пространственное распределение интенсивности излучения в плоскостях параллельной и перпендикулярной  $p$ - $n$ -переходу. Важным элементом конструкции лазерного диода, отвечающим за модовый состав излучения лазера, является волновод. Ранее, в работах [1, 2] было показано, что в структуре без ограничительных и специально-легированных слоев возможно существование локализованных мод (волноводного эффекта) при наличии нескольких квантоворазмерных слоев толщиной менее 10 нм. Была получена расходимость излучения  $11^\circ$  в плоскости перпендикулярной  $p$ - $n$  переходу и  $5.5^\circ$  в плоскости перехода.

В настоящей работе была проведена оптимизация  $\text{InGaAs/GaAs}$  лазеров с волноводными квантовыми ямами с целью дальнейшего улучшения их пространственных характеристик. Оптимизация коснулась конструкции ограничительных слоев.

Исследуемые образцы были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении на подложках  $n^+$ -GaAs (100). Структура включала в себя буферный  $n$ -GaAs – 250 нм, тонкий ограничительный  $n$ - $\text{InGaP}$  слой – 25 нм, волноводный  $n$ -GaAs – 4 мкм, волноводный  $i$ -GaAs – 125 нм, шесть КЯ  $\text{InGaAs}$  – 8 нм, разделенные слоями нелегированного GaAs – 125 нм, волноводный  $i$ -GaAs – 125 нм, волноводный  $p$ -GaAs – 3,5 мкм, тонкий ограничительный  $n$ - $\text{InGaP}$  слой – 25 нм и контактный  $p^+$ -GaAs – 250 нм. Тонкие слои  $\text{InGaP}$ , изоморфные подложке GaAs, дополнительно были введены для улучшения электронного ограничения.

На основе гетероструктур были изготовлены и исследованы лазерные диоды с длиной резонатора 1.5 мм и шириной полоскового контакта 100 мкм. Зеркалами служили отражающие (98%) и просветляющие (5%) диэлектрические покрытия. Измерения спектральных и пространственных характеристик проводились при температуре 300 К в режиме импульсной накачки электрическим током (длительность 360 нс и частота 1.5 кГц).

На рисунке 1 приведены спектры генерации исследуемых образцов при разных токах импульсной накачки: 1 – 45 А, 2 – 50 А, 3 – 55 А. Длина волны лазерного излучения составила  $(974 \pm 1)$  нм, ширина спектральной линии на полувысоте максимума составила  $(4 \pm 0.5)$  нм. Небольшое красное смещение спектра вероятно вызвано разогревом структуры лазерного диода. Порог лазерной генерации составил 50А.

Диаграмма направленности излучения в плоскости  $p$ - $n$ -перехода и перпендикулярно ему имеет однолепестковый вид (рис. 2) с угловым положением максимума  $0^\circ$ .

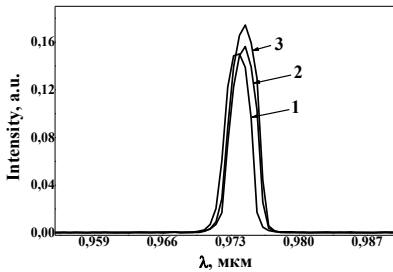


Рис. 1

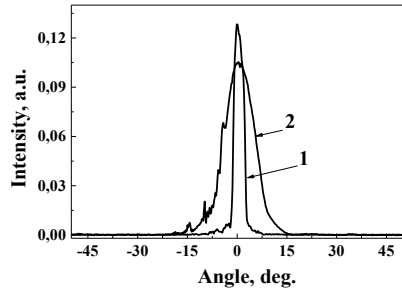


Рис. 2

Ширина на полувысоте пика составила  $3^\circ$  в плоскости  $p$ - $n$ -перехода и  $10^\circ$  – перпендикулярно  $p$ - $n$ -переходу, что значительно меньше ширины диаграммы направленности полупроводниковых лазеров стандартной конструкции. Анализ диаграммы направленности (рис. 2, кривая 2) в плоскости, перпендикулярной  $p$ - $n$ -переходу, показал наличие сверхширокого волновода в данном направлении, а вид диаграммы указывает на осуществление локализации основной волноводной моды.

Таким образом, существование сформированной диаграммы направленности в плоскости структуры без ограничительных слоев и перпендикулярно ей, является прямым доказательством наличия волноводного эффекта квантовых ям и внесение дополнительных тонких широкозонных слоев InGaP изоморфных GaAs не нарушает волноводные свойства гетероструктуры.

Работа выполнена при поддержке стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам, осуществляющим перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики № СП-109.2016.3.

- [1] Алешкин В.Я., Афоненко А.А., Дикарева Н.В., Дубинов А.А., Кудрявцев К.Е., Морозов С.В., Некоркин С.М. // Квантовая электроника. 2013. Т. 43, № 5. С. 401.
- [2] Некоркин С.М., Дикарева Н.В., Звонков Б.Н., Дубинов А.А., Алешкин В.Я. // Труды XVII научной конференции по радиофизике, посвященной 100-летию со дня рождения В.С. Троицкого. 13-17 мая 2013 г. / Ред. С.М. Грач, А.В. Якимов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2013. С. 31.

## ГЕНЕРАЦИЯ НИЗКОЧАСТОТНОГО СПЕКТРА ПРИ ГАРМОНИЧЕСКОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА НЕЛИНЕЙНУЮ ДВУХУРОВНЕВУЮ СИСТЕМУ

А.Е. Китаев

АО «СКБ РИАП»

В данной работе рассматривается полуклассическая модель взаимодействующей с электромагнитным излучением двухуровневой системы (см. [1]). Двухуровневая система играет роль «вещества», поведение которого описывается средствами квантовой механики. Для описания эволюции системы при наличии внешнего резонансного поля векторного потенциала  $A = A_0 \cos \omega_{21} t$  используются следующие уравнения:

$$\begin{cases} \frac{dC_1}{dt} = \gamma |C_2|^2 C_1 + N_{21} C_2, \\ \frac{dC_2}{dt} = -\gamma |C_1|^2 C_2 - N_{21} C_1. \end{cases}$$

$C_1$ ,  $C_2$  – это комплексные амплитуды волновых функций (соответствующих уровням энергии  $E_1$ ,  $E_2$ ), а  $\gamma$  – коэффициент релаксации, равный половине коэффициента Эйнштейна для спонтанного излучения. Величина  $N_{21}$  равна половине частоты Раби:

$$N_{21} = \frac{e\omega_{21} \vec{r}_{21} \vec{A}_0}{2\hbar c} = \frac{e\omega_{21} |\vec{r}_{21}| |\vec{A}_0| \cos \theta_{21}}{2\hbar c}$$

Здесь  $\theta$  – угол между направлением векторного потенциала и направлением матричного элемента радиус-вектора.

Если считать фазу второго коэффициента нулевой, уравнения для модуля и фазы первого коэффициента ( $S_1$  и  $\varphi_1$ ) можно записать так:

$$\begin{cases} \frac{dS_1}{dt} = \gamma(1 - S_1^2)S_1 + N_{21} \sqrt{1 - S_1^2} \cos \varphi_1, \\ \frac{d\varphi_1}{dt} = -N_{21} \left( \frac{1 - 2S_1^2}{S_1 \sqrt{1 - S_1^2}} \right) \sin \varphi_1. \end{cases} \quad (1)$$

Устойчивым стационарным состоянием данной системы является

$$S_{1(0)} = \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 - \frac{4N_{21}^2}{\gamma^2}}}, \quad \varphi_{1(0)} = \pi.$$

Имеются также неустойчивые состояния. Из приведенного выражения видно, что для существования стационарного состояния должно выполняться неравенство  $N_{21} < \gamma/2$  (то есть внешнее воздействие должно быть малым). Значение соответствующей граничной напряженности электрического поля уже приводилось ранее [2]. Что происходит при больших значениях  $N_{21}$ ? Далее будут приведены результаты численного решения системы (1) при значениях  $N_{21}$ , немного превышающих критическое (см. графики

на рисунке; время откладывается по горизонтальной оси; для нижнего графика  $N_{21}$  меньше, чем для верхнего). Помимо значений  $S_1$  (пунктир) и  $\varphi_1$  (точечный пунктир) вычислялось также произведение  $S_1 S_2$  (сплошная линия, излучающий ток пропорционален этому произведению).

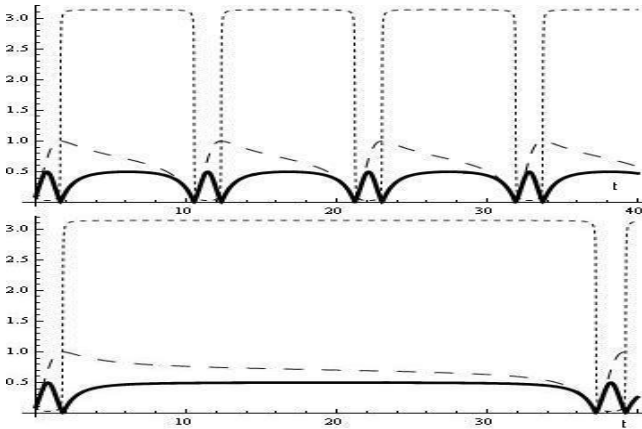


Рис.1

Видно, что при больших амплитудах векторного потенциала в системе существуют незатухающие колебания величины  $S_1 S_2$ . Это равносильно модуляции излучающего тока с плотностью

$$\vec{j} = -2\omega_{21} e \vec{r} \psi_1(\vec{r}) \psi_2(\vec{r}) S_1 S_2 \sin(\omega_{21} t + \varphi_1 - \varphi_2)$$

Данные колебания напоминают биения, возникающие в генераторе Ван-дер-Поля под действием гармонической внешней силы при наличии расстройки (но в нашем случае расстройка равна нулю). Форма их отличается от синусоидальной, так что следует ожидать излучения ряда спектральных составляющих, соответствующих данным биениям. При приближении величины  $N_{21}$  к критическому значению (сверху) период этих колебаний резко возрастает.

- [1] Клышко Д.Н. // УФН.1994. Т. 164. С 1187  
 [2] Китаев А.Е. / Труды XX Научной конференции по радиофизике. / Ред. С.В. Оболенский, В.В. Матросов – Н. Новгород: ННГУ, 2016. С. 48.  
 [3] Башаров А.М. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103, вып 1. С. 16.

## ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ДВУХМИКРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КЕРАМИКЕ ZBLAN: $\text{Ho}^{3+}$

А.П. Савикин, И.Ю. Перунин

*ННГУ им. Лобачевского*

Целью работы является создание модели визуализатора 2 мкм излучения на основе системы балансных уравнений для населенностей уровней иона  $\text{Ho}^{3+}$  во фтор-цирконатной керамике, оценка вероятностей процессов, происходящих в матрице, и качественная и количественная оценка кинетики населенностей уровней, участвующих в антистоксовой люминесценции.

Актуальность этой задачи обусловлена тем, что в настоящее время отсутствуют коммерческие визуализаторы, преобразующие излучение с длиной волны более 1,7 мкм, которые могут стать удобным инструментом при работе с разрабатываемыми в настоящее время медицинскими и лидарными системами с длиной волны более 1,7 мкм. Исследование механизмов и процессов, приводящих к усилению, либо к уменьшению выхода ап-конверсионной люминесценции, позволит создать более эффективные модели визуализаторов.

В работе рассмотрены процессы, происходящие в матрице ZBLAN:  $\text{Ho}^{3+}$  – последовательное поглощение [1] излучения возбуждения и межзонный обмен энергией [2], а также излучательная и безызлучательная релаксация [3]. Создана программа, в которой производится расчет вероятностей этих процессов с учетом их нерезонансного характера, и на их основе строится и численно решается система балансных уравнений, являющаяся основой модели визуализатора.

Путем тестирования программной модели с различными мощностями и режимами возбуждающего излучения, с различными задействованными ап-конверсионными механизмами выяснены основные пути переноса энергии в визуализаторе. Показано, что процессы межзонного обмена энергией являются основными при доставке возбуждения на верхние уровни люминесцирующих переходов иона  $\text{Ho}^{3+}$ . Получена качественная картина динамики населенностей верхних уровней люминесцирующих переходов иона  $\text{Ho}^{3+}$ . Произведены оценки времен затухания верхних уровней люминесцирующих переходов. Представлены спектры антистоксовой люминесценции фтор-цирконатной и других матриц.

[1] Auzel F. // Phys. Rev. B. 1976. Vol. 13. P. 2809.

[2] Казарян А.К., Тимофеев Ю.П., Фок М.В. // Тр. ФИАН. 1986. Vol. 175. P. 1.

[3] Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. – М.: «Наука», 1988.

## ЛАЗЕРНАЯ СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ ЗВУКОВЫХ ЧАСТОТ НА ОСНОВЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ДАТЧИКА СМЕЩЕНИЙ

Д.С. Романовский, А.В. Маругин

*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

Развитие волоконной оптики привело к быстрому распространению разного рода прецизионных оптических сенсоров, в том числе – прецизионных фазовых систем на основе волоконно-оптических интерферометров. Одной из актуальных задач является адаптация разных конфигураций волоконных интерферометрических устройств для их применения в измерениях широкого класса физических параметров: регистрации колебаний температуры и давления, детектирования акустических сигналов, вибраций и ускорений, электромагнитных волн и т.д. [1]. Одним из таких направлений, требующим предельно высокого уровня чувствительности оптической схемы, является бесконтактная регистрация микросмещений отражающей поверхности, возникающих при вибрациях, акустических колебаниях на звуковых частотах и разного рода резонансах в низкочастотной области спектра.

Амплитудные лазерные измерительные системы позволяют контролировать микросмещения объекта на уровне  $\geq 1 - 3$  нм, что существенно выше значений, характеризующих колебания объектов (мембран, пленок, поверхностей и т.д.) под воздействием звукового поля. Для прецизионного измерения смещений с требуемой в таких ситуациях чувствительностью принципиальным становится использование интерференционных схем, а практические требования к защищенности измерительного канала делают безальтернативным применение локализованной волоконно-оптической конфигурации датчика.

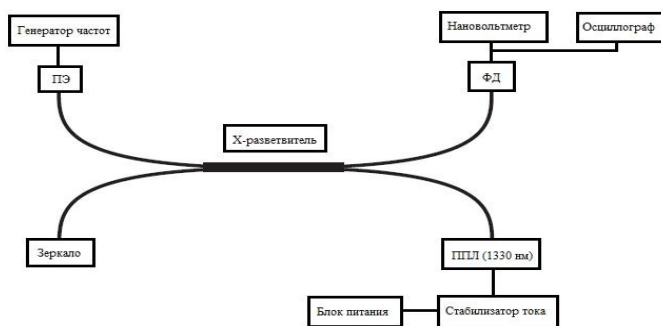


Рис. 1

В данной работе предложена и реализована схема лазерного датчика микросмещений на базе волоконного интерферометра Майкельсона (рисунок 1). Принципиальная схема датчика состоит из полупроводникового лазера (ППЛ), волоконно-оптического X-разветвителя, фотодиода (ФД), зеркала на пьезоэлементе с отражающей поверхностью в опорном плече интерферометра, а также регистрирующей аппаратуры. На выходе сигнального плеча X-разветвителя для моделирования микроперемещений был

помещен пьезоэлемент (ПЭ) с отражающим покрытием, который позволял осуществить с помощью генератора НЧ регулярные микросмещения отражающей поверхности в пределах всего звукового диапазона.

Были проведены исследования динамической интерферограммы, регистрируемой фотоприемником в представленной схеме, для двух различных типов лазерных полупроводниковых источников возбуждающего излучения – серийных образцов лазера типа ADL-66503-ПЛ в монтажном варианте ТО-18, генерировавшего в непрерывном режиме излучение мощностью 1 – 10 мВт на рабочей длине волны 660 нм, а также лазерного источника типа LD-1310-31В Newport с волоконным выходом и рабочей длиной волны 1310 нм. Рабочая точка интерферометра выбиралась на склоне интерферограммы и соответствовала максимальной кривизне дискриминационной кривой.

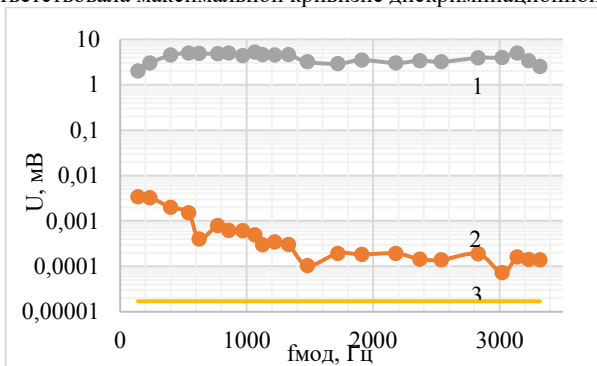


Рис. 2

На рисунке 2 представлены результаты измерения сигнальной компоненты, регистрируемой на нагрузке ФД в звуковом диапазоне частот (график 1), а также уровень оптического шума в схеме (в единичной полосе частот) (график 2) и теоретический предел чувствительности преобразователя, соответствующий шумам затемненного фотоприемника (также приведенный к единичной полосе) (график 3). Следует отметить, что исследованная интерферометрическая схема продемонстрировала относительно высокий уровень технического шума в оптическом канале измерителя, обусловленный остаточной вибрацией элементов оптической схемы и температурными вариациями в условиях эксперимента. Повышение чувствительности измерительного канала до предельного уровня, обусловленного тепловыми шумами на нагрузке фотоприемника, потребует, таким образом, выполнения жестких требований на стабильность параметров схемы. Так, например, с учетом температурной зависимости коэффициента преломления кварца, приводящей к изменениям оптической длины плеч интерферометра порядка  $\Delta L \approx 0,1$  мкм на каждый сантиметр волокна при вариации внешней температуры на один градус, для поддержания стабильного положения рабочей точки в рассматриваемой схеме требуется стабилизация температуры на уровне 0,05 град и лучше.



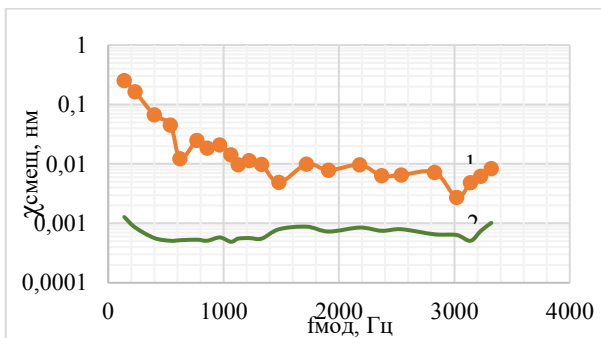


Рис. 3

На рисунке 3 представлены полученные в результате обработки экспериментальных данных расчетные уровни чувствительности к микросмещениям в звуковом диапазоне частот. Для условий проведенного эксперимента минимальные регистрируемые смещения отражающей поверхности (для уровня сигнал/шум, равного 1) составляют  $\sim 0,003 - 0,01$  нм (график 1). При условии дополнительной стабилизации параметров схемы, обеспечивающей предельные значения чувствительности измерителя, пороговое значение чувствительности схемы должно составить  $\sim 0,5$  пм в единичной полосе (график 2). При этом надо учесть, что общий уровень чувствительности, пропорциональный размаху интерферограммы, растет с увеличением мощности возбуждающего лазера, и таким образом может быть повышен непосредственно за счет роста мощности полупроводникового лазерного излучателя.

В качестве сравнительной оценки полученные в работе значения чувствительности измерителя к микросмещениям можно сопоставить с характерными амплитудами колебаний акустических мембран в микрофонных преобразователях. Приняв в качестве отражающего объекта поверхность типичной микрофонной мембраны с откликом  $0,1$  мкм/Па [3], получаем, что в такой схеме на пороге слышимости амплитуда смещения составляет около  $2$  пм. Таким образом, можно утверждать, что исследованный в работе метод регистрации микросмещений позволяет обеспечить регистрацию звуковых колебаний, возникающих под воздействием акустического давления, соответствующего порогу слышимости человеческого уха.

- [1] Лиюкумович Л. Б. «Волоконно-оптические интерферометрические измерения. Часть 1». Санкт-Петербург. Изд-во Политехнического университета. 2007. 109 с.
- [2] Сапожков М. А. «Электроакустика». – Москва: Изд-во «Связь», 1978. 272 с.
- [3] Корляков А.В. // Нано- и микросистемная техника. 2007. № 8. С. 17.

## ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ $Tm^{3+}$ :YAP ЛАЗЕРА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ В ТЕРАГЕРЦОВОЙ ОБЛАСТИ В НЕЛИНЕЙНОМ КРИСТАЛЛЕ GaSe.

К.Э. Сумачев, А.П. Савикин

*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

В настоящее время источники терагерцового (ТГ) излучения ( $\nu \sim 3 \cdot 10^{11} - 3 \cdot 10^{12}$  Гц,  $\lambda \sim 1 - 0,1$  мм) вызывают большой интерес в таких областях науки как молекулярная спектроскопия, дистанционное зондирование атмосферных газов и др.

В терагерцовом диапазоне лежат спектры излучения астрономических объектов, молекул белков и ДНК, а также спектры некоторых взрывчатых веществ и веществ, загрязняющих атмосферу [1]. Одним из способов создания ТГ излучения является воздействие ультракороткими лазерными импульсами на среды, обладающие нелинейно-оптическим выпрямлением, например, кристаллы GaAs, LiNbO<sub>3</sub> [2,3].

Однако, благодаря возможности осуществления двухчастотного режима генерации лазеров с широким спектром усиления, ТГ излучение можно получать методом генерации разностной частоты (ГРЧ) в таких кристаллах как GaSe, ZnGeP<sub>2</sub> [4]. Метод ГРЧ позволяет осуществлять перестраиваемую линию генерации с узкой шириной как в непрерывном, так и в импульсно-периодическом режиме. Одним из перспективных кристаллов для получения ТГ излучения является GaSe, впервые исследованный в 1972 году. Кристалл GaSe имеет высокий коэффициент нелинейной восприимчивости ( $d_{22} = 54$  пм/В), обладает высокой лучевой прочностью и имеет самый низкий коэффициент поглощения в ТГ и микроволновой области среди всех неорганических нелинейных кристаллов [5].

В данной работе была получена двухчастотная генерация лазера  $Tm^{3+}$ :YAP с селективным резонатором и рассчитаны оптические параметры схемы получения ТГц излучения методом ГРЧ в нелинейном кристалле GaSe.

В ходе работы имелась возможность сравнить спектральные характеристики лазеров на кристаллах  $Tm^{3+}$ :YLF и  $Tm^{3+}$ :YAP для реализации данной задачи (рис. 1-2). Спектр генерации лазера  $Tm^{3+}$ :YLF лежит в области поглощения атмосферных паров воды. Это приводит к узкому спектру генерации (2 нм), что в конечном итоге не позволяет получить двухчастотную лазерную генерацию с необходимым расстоянием между максимумами.

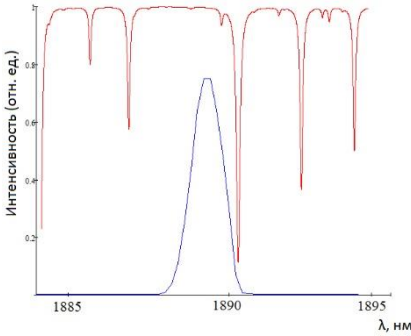


Рис. 1

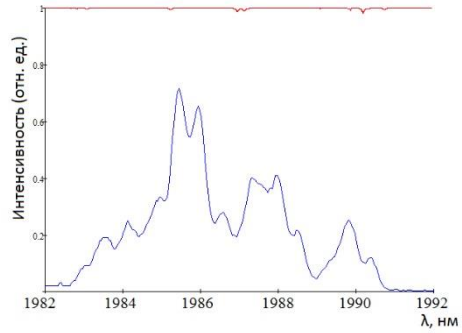


Рис. 2

Схема лазера на кристалле  $\text{Tm}^{3+}:\text{YAP}$  для ГРЧ в терагерцовой области представлена на рис.3.

Излучение  $\text{Tm}^{3+}:\text{YAP}$  лазера (1) с диодной накачкой, работающего в импульсно-периодическом режиме генерации (длина волны 1,985 мкм; частота следования импульсов генерации 1 – 10 кГц; длительность импульса генерации 100 нс) фокусируется в нелинейный кристалл GaSe (рис. 3). Для получения двухчастотной генерации используется фильтр Лию, образованный кварцевой пластинкой толщиной 6 мм и расположенной под углом Брюстера к оптической оси резонатора.

Перестройка генерации по спектру осуществляется вращением пластинки вокруг нормали к входной грани. Более точная подстройка позволяет выровнять добротность резонатора на двух участках спектра.

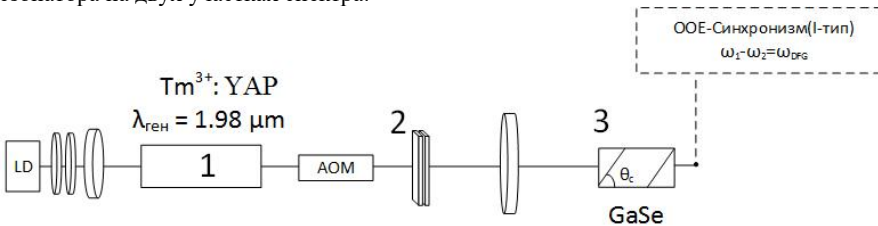


Рис. 3

Была получена двухчастотная генерация с расстоянием между соседними максимумами 5 нм и шириной  $\sim 3$  нм. (рис. 4).

Был проведен расчет углов фазового синхронизма в зависимости от длины волны  $Tm^{3+}:YAP$  лазера для ГРЧ в терагерцовом диапазоне в кристалле GaSe (рис. 5). Дисперсионные уравнения для главных значений показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей в кристалле зависят от конкретного изготовителя кристаллов и могут сильно отличаться у разных реплик одного и того же образца.

Для расчета углов ФС I-типа взаимодействия  $\omega\omega\epsilon$  в GaSe использовалось выражение:

$$n_1^o(\lambda_1)/\lambda_1 - n_2^o(\lambda_2)/\lambda_2 = n_3^e(\lambda_3, \theta)/\lambda_3,$$

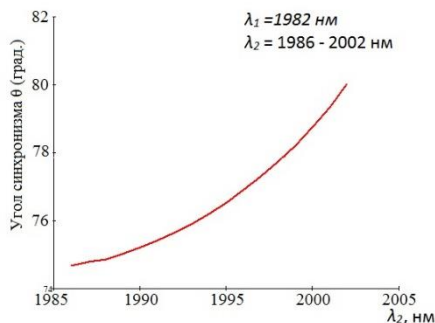


Рис. 5

активной нелинейности с учетом типа синхронизма составил величину  $d_{Tm} = 14,87 \cdot 10^{-12}$  м/В. Вычисления проводились в среде Mathcad 15.

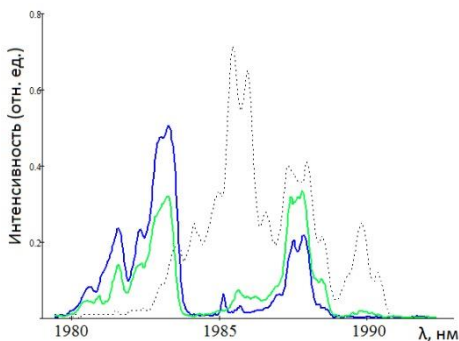


Рис. 4

где  $\lambda_1 = 1,982$  мкм,  $\lambda_2 = 1,986 - 2,002$  мкм,  $\lambda_3$  – длина волны излучения на разностной частоте,  $n_1, n_2, n_3$  – показатели преломления кристалла GaSe на длинах волн  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$  соответственно. Для выполнения условия осуществления разностной частоты в терагерцовой области ( $\omega_1 - \omega_2 = \omega_{DFG}$ ) расстояние между соседними частотами спектра генерации  $Tm^{3+}:YAP$  лазера должно находиться в пределах  $\Delta\lambda = 5 - 15$  нм, что соответствует углам синхронизма  $74^\circ - 80^\circ$ . Коэффициент эффективной нелинейности с учетом типа синхронизма составил величину  $d_{Tm} = 14,87 \cdot 10^{-12}$

- [1] Скворцов Л.А. // Квантовая электроника. 2012. Т. 42, № 1. С. 1.
- [2] Tonouchi M. // Nature photonics. 2007. Vol. 1, № 2. P. 97.
- [3] Jun-ichi Shikata, Kodo Kawase. // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2000. Vol. 48, № 4. P. 653.
- [4] Pu Zhao, Srinivasa Ragam, Yujie J. Ding. // Optics Letters. 2010. Vol. 35, № 23. P. 3979.
- [5] Сироткин А.А., Гарнов С.В. // Квантовая электроника. 2009. Т. 39, № 9. С. 802.

**РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ  $Tm^{3+}:YLF - Cr^{2+}:ZnSe$  ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ В НЕЛИНЕЙНОМ КРИСТАЛЛЕ  $ZnGeP_2$  В СПЕКТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ 6-7  $\mu m$** 

К.Э. Сумачев, А.П. Савикин

*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

В медицинской диагностике и косметологии, а также для многих задач спектроскопии имеется потребность в перестраиваемых источниках когерентного излучения среднего ИК диапазона [1, 2]. Наибольшее применение для этих целей получили параметрические генераторы света [3]. Однако, при относительно малой длительности импульсов накачки, коэффициент преобразования по энергии в ПГС оказывается весьма малым вследствие конечного времени на установление стационарных параметрических волн. В настоящее время для осуществления когерентного излучения в среднем ИК диапазоне рядом исследовательских групп осваивается метод получения разностной частоты, не относящийся к классу пороговых нелинейно-оптических явлений [4]. В данной работе был проведён расчёт оптических характеристик лазерной системы  $Tm^{3+}:YLF - Cr^{2+}:ZnSe$  для получения разностной частоты в спектральной области 6 – 7  $\mu m$  в кристалле  $ZnGeP_2$ .

$ZnGeP_2$  – одноосный положительный кристалл, имеющий точечную группу симметрии  $4m2$ . Этот материал прозрачен в диапазоне длин волн 0.62 – 2  $\mu m$ . Кроме того,  $ZnGeP_2$  имеет большой коэффициент квадратичной нелинейной восприимчивости  $\chi \approx 2 \cdot 10^{-12}$  м/В [5].

На рис. 1 представлена схема лазерной системы, в которой источником первичного излучения на одной из частот является  $Tm^{3+}:YLF$  лазер (1) с диодной накачкой, работающий в импульсно-периодическом режиме генерации (длина волны 1.9  $\mu m$ ; частота следования импульсов генерации 1 – 10 кГц; длительность импульса генерации 100 нс). Излучение  $Tm^{3+}:YLF$  лазера частично расходуется на накачку лазера на поликристалле  $Cr^{2+}:ZnSe$  (2), который является вторым источником первичного излучения [6]. Длина волны лазера перестраивается в диапазоне от 2,5  $\mu m$  до 2,8  $\mu m$ . Характеристики и схема резонатора  $Cr^{2+}:ZnSe$  лазера подбираются такими, чтобы за выходным зеркалом лазерные пучки на длинах волн 1,9  $\mu m$  и 2,5 – 2,8  $\mu m$  были коллинеарными и имели ортогональные поляризации.  $Cr^{2+}:ZnSe$  обладает широкой полосой усиления, что позволяет с использованием селективного резонатора (3) осуществлять перестройку спектра генерации в нужном диапазоне. На выходе излучение фокусируется в нелинейный кристалл  $ZnGeP_2$ (4), в котором осуществляется генерация разностной частоты (ГРЧ).

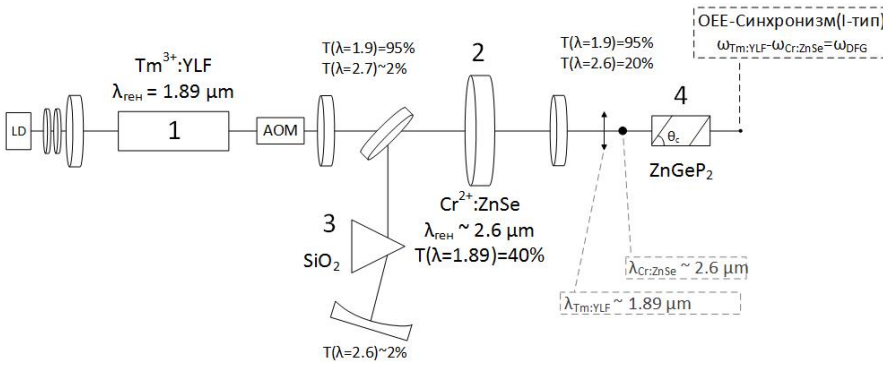


Рис. 1

Был проведен расчёт углов фазового синхронизма для взаимодействия излучения с длинами волн 1,9 мкм ( $\text{Tm}^{3+}:\text{YLF}$  лазер), одной из длин волн (2,5 – 2,8 мкм) ( $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$  лазер) и излучением на разностной частоте. На рисунках 2-5 представлены зависимости угла фазового синхронизма от длины волны перестраиваемого  $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$  лазера и от длины волны, соответствующей разностной частоте для I-ого и II-ого типа взаимодействия соответственно.

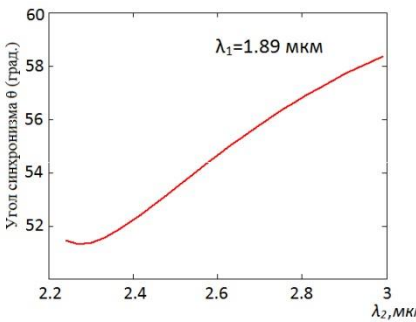


Рис. 2

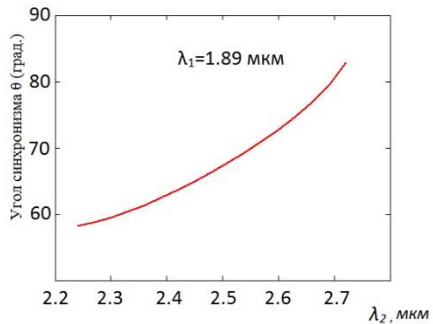


Рис. 3

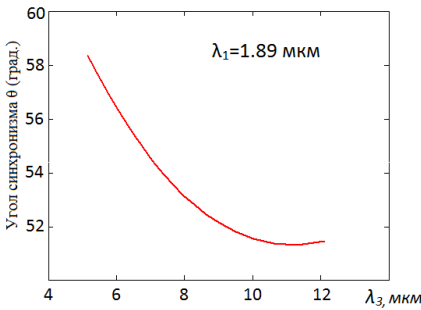


Рис. 4

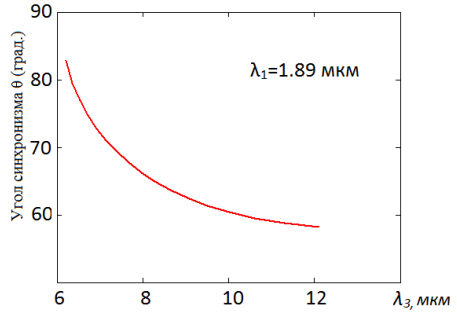


Рис. 5

Дисперсионные уравнения для главных значений показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей в кристалле зависят от конкретного изготовителя кристаллов и могут сильно отличаться у разных реплик одного и того же образца. Для расчета углов ФС I-типа взаимодействия **оое** в кристалле  $\text{ZnGeP}_2$  использовалось выражение:

$$n_1^o(\lambda_1)/\lambda_1 - n_2^e(\lambda_2, \theta)/\lambda_2 = n_3^e(\lambda_3, \theta)/\lambda_3,$$

где  $\lambda_1 = 1.9$  мкм,  $\lambda_2 = (2,5 - 2,8)$  мкм,  $\lambda_3$  – длина волны излучения на разностной частоте,  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $n_3$  – показатели преломления кристалла  $\text{ZnGeP}_2$  на длинах волн  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $\lambda_3$  соответственно.

Для выполнения условия ГРЧ с длиной волны 7 мкм:  $\omega_{Im} - \omega_{Cr} = \omega_{DFG}$   $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$  лазер должен настраиваться на длину волны 2,6 мкм, что соответствует углу синхронизма  $54,7^\circ$ . Коэффициент эффективной нелинейности составил величину  $d_{e eo} = 84,5 \cdot 10^{-12}$  м/В. Вычисления проводились в среде Mathcad 15.

- [1] Godard A. Comptes Rendus // Physique 2007. Vol. 8. P. 1100.
- [2] Hutson M.S., Edwards G.S. // Proceedings of the 26<sup>th</sup> International Free Electron Laser Conference and 11<sup>th</sup> FEL Users Workshop: FRAIS01. Published in JACoW (6pp). 2004.
- [3] Vodopyanov K.L. J. // Opt. Soc. Am. 1993. Vol. 10. P. 1723.
- [4] Saikawa J., Miyazaki M. and Fujii M. OSA/ASSP. 2007.
- [5] Гурздян Г.Г., Дмитриев В.Г., Никогосян Д.Н. «Нелинейно-оптические кристаллы. Свойства и применение в квантовой электронике» – Москва: Радио и связь, 1991. 159 с.
- [6] Егоров А.С., Еремейкин О.Н. // Квантовая электроника. 2012. Т. 42, № 12. С. 1106.

## ПРАКТИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ КВАНТОВО-КРИПТОГРАФИЧЕСКОГО ПРОТОКОЛА BB84 НА ОСНОВЕ ОТКРЫТОГО КАНАЛА

И.С. Козлова, В.В. Шарков

*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

Используя квантовые явления, можно создать такую систему связи, которая всегда может обнаруживать подслушивание. Это обусловлено тем, что попытка измерения взаимосвязанных параметров в квантовой системе приводит к разрушению исходных сигналов. Таким образом, по уровню шума в канале легитимные пользователи могут распознать степень активности перехватчика. Первый квантово-криптографический протокол обмена под названием BB84 изобрели Bennett и Brassard в 1984 году[1]. Задача квантовой криптосистемы заключается в генерации и передаче последовательности случайно поляризованных фотонов, используемой в формировании ключа для шифрования и дешифрования сообщений путем манипуляции четырьмя состояниями поляризации фотонов[2, 3].

Главной целью исследовательской работы является разработка и создание экспериментальной установки на основе криптографического протокола BB84.

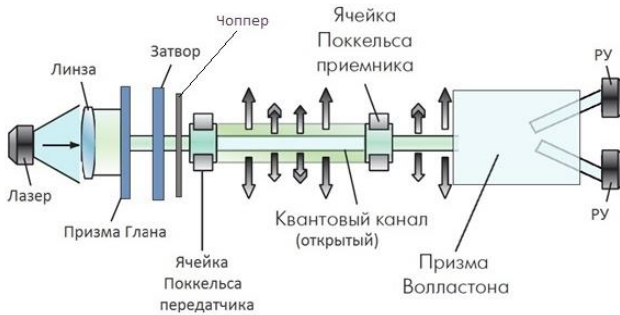


Рис. 1

В реализуемой схеме (рис.1) используется свет точечного источника (полупроводниковый лазерный диод  $\lambda = 650$  нм), который с помощью линзы преобразуется в коллимированный пучок. После прохождения через призму Глана луч с выбранной линейной поляризацией поступает на ячейку Поக்கельса, благодаря которой направление поляризации может дискретно меняться. Для каждого передаваемого импульса (состоящего из нескольких фотонов) модуляторы, активированные по случайному закону, формируют одно из четырех состояний поляризации. В качестве квантового канала передачи используется свободное пространство. Принимающая сторона случайным образом дополнительно вращает поляризацию принимаемых импульсов с помощью ячейки Поக்கельса, формируя базисы. С выхода электрооптического модулятора луч попадает на призму Волластона – двулучепреломляющую призму, используемую для разделения ортогональных линейно-поляризованных сигналов.

При создании экспериментальной установки исследовались следующие характеристики составляющих элементов, влияющие на точность дешифровки ключа.



## 1) Стабильность температуры передающего лазера.

Для стабильной работы установки необходимо знать влияние изменения температуры (нагрев лазерного диода) на излучающую длину волны.

Величина ширины запрещенной зоны определяет энергию испускаемых фотонов. Изменение ширины запрещенной зоны имеет зависимость:  $\lambda \Delta E_{запр} \sim 1/T$ , где  $T$  – температура решетки,  $\Delta E_{запр}$  – ширина запрещенной зоны, а значит с ростом температуры будет расти и значение излучаемой длины волны. Заметим, что увеличение значения подаваемого тока эквивалентно увеличению температуры диода. Таким образом, был измерен коэффициент температурного дрейфа рабочей длины волны равный 0,03 нм/мА.

## 2) Стабильность работы усилительной платы для электрооптического модулятора.

Изменение двойного лучепреломления анизотропного кристалла, помещенного в электрическое поле, называют эффектом Поккельса. Для используемого в эксперименте электрооптического модулятора характерно соотношение изменения коэффициента преломления от приложенного электрического поля:  $\Delta n = k_n E$ , где  $k_n$  – электрооптический коэффициент. Сдвиг фаз после прохождения пути  $l$  в модулирующей среде составляет:  $\Delta \varphi = \varphi_0 + n_0^3 \pi r E l / \lambda$ , где  $\varphi_0$  – начальная фаза ячейки в отсутствии внешнего поля,  $E = U/d$  – внешнее поле,  $d$  и  $l$  – размеры ячейки. Если начальную фазу положить равной нулю, а  $n_0^3 \pi r = K$ , тогда получим  $\Delta \varphi = K U / \lambda d$ . Следовательно, изменение фазы пропорционально изменению прикладываемого напряжения. При подаче на управляющий элемент четвертьволнового статического напряжения происходит фазовый сдвиг на угол  $\pi/2$  между двумя ортогональными компонентами, на которые раскладывается линейно-поляризованное лазерное излучение, выходящее из активного элемента.

В соответствии с параметрами анизотропного кристалла было рассчитано статическое четвертьволновое напряжение на рабочей длине волны лазерного излучения 650нм. Оно оказалось равным 870В. Такое напряжение было реализовано при подаче около 9В с блока питания. Тогда  $\pi/2 = K * 870$ , откуда получим, что  $K = 0,0018$  рад/В.

Для используемой платы дисперсия генерируемого напряжения составляла  $\Delta U = 6,18$ В, что приводило к изменению фазы излучения на угол  $\Delta \varphi = K \Delta U$ , а значит  $\Delta \varphi = 0,0108$  рад., что эквивалентно изменению фазы на  $0,6^\circ$ .

В ходе эксперимента была зафиксирована минимальная разность фаз  $\Delta \varphi = 96^\circ$  при четвертьволновом напряжении  $U_{\lambda/4} = 865$ В. По проведенным теоретическим расчетам разность фаз  $\Delta \varphi = 90^\circ$  должна достигаться при напряжении  $U_{\lambda/4}^{теор} = 870$ В.

В дальнейшем планируется осуществить квантовую передачу и прием ключа с помощью системы с поляризационным кодированием.

- [1] Кронберг Д.А., Ожигов Ю.И., Чернявский А.Ю. «Квантовая криптография» учебное пособие. МГУ имени М.В. Ломоносова. 2011. 112 с.
- [2] Слепов Н. «Квантовая криптография: передача квантового ключа». // Электроника: Наука, Технология, Бизнес. 2006. № 2. С. 54.
- [3] Huttner B., Imoto N., Gisin N., Mor T. // Phys. Rev. A. 1995. Vol. 51. P. 1863.

## ОДНО- И ДВУХФОТОННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ZN-YB КОМПЛЕКСОВ С МОСТИКОВЫМИ ОСНОВАНИЯМИ ШИФФА

А.П. Пушкарёв<sup>1)</sup>, А.А.Кукинов<sup>1,2)</sup>, Т.В. Балашова<sup>1)</sup>, М.Н. Бочкарев<sup>1,2)</sup>

<sup>1)</sup>ИМХ РАН им. Г.А. Разуваева

<sup>2)</sup>ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В биоимиджинге живых тканей необходимо применение соединений, поглощающих и излучающих в области 700 – 1100 нм. Такими свойствами обладают некоторые комплексы иттербия, генерирующие металл-центрированную инфракрасную эмиссию при двухфотонном возбуждении излучением с  $\lambda = 750$  нм. С этой целью были синтезированы Zn-Yb комплексы с основанием Шиффа (N, N'-бис(3-метоксисалицилиден) фенилен-1,2-диамин) в качестве лиганда (L) и записаны спектры поглощения этих соединений (рис. 1: кривая 1 –  $(ZnL)_2$ , кривая 2 –  $Yb-Zn(L)(OR)_3$ , кривая 3 –  $[Yb-Zn(L)(OR)]_2$ , кривая 4 –  $[Yb_2(L)_3(OH)]$ ), где R – гексафторизопропаксидная группа  $CF_3$ . Связывание цинкового хромофора с ионом иттербия приводит к гипсохромному сдвигу LMCT полосы и позволяет достичь интенсивного поглощения в виде выраженного плеча в области  $\lambda = 350 - 400$  нм.

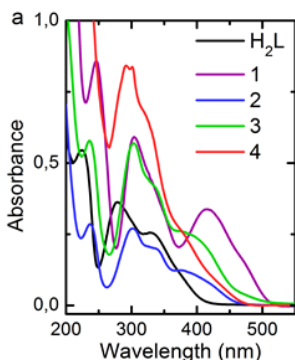


Рис. 1

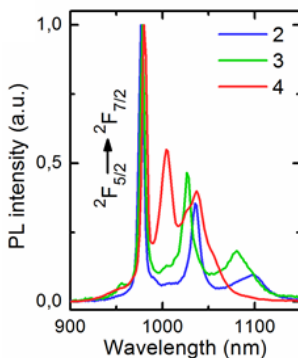


Рис. 2

Во всех комплексах иттербия наблюдается ИК эмиссия, соответствующая  ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$  электронному переходу (рис. 2). На этих спектрах (рис. 2) также можно наблюдать величину штарковского расщепления, чем сильнее это расщепление, тем выше вероятность излучательного перехода и тем выше интенсивность эмиссии [1].

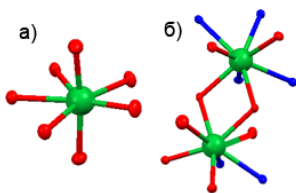


Рис. 3

Величина времени жизни металл-центрированной эмиссии комплексов лантаноидов зависит от геометрии и химического состава координационного полиэдра, присутствия групп-тушителей люминесценции, связанных с атомом металла и энергетического обмена между люминесцентными центрами. При одинаковой геометрии полиэдров и их одинаковом химическом

составе, две гидроксильные группы и энергетический обмен между двумя ионами итербия уменьшают время жизни эмиссии на 30%. На рисунке 3 изображена геометрия координационного окружения атома Yb в комплексах 2 и 3 (а) и 4 (б). Для комплекса 4 точечная группа полиэдра имеет меньшее количество элементов симметрии (рис. 3 б), и это должно приводить к уменьшению времени жизни излучения, но с другой стороны, замена атомов кислорода на азоты в полиэдре должна приводить к увеличению времени жизни, что и оказалось доминирующим фактором [2 – 4].

Энергия триплетного уровня  $16000\text{ см}^{-1}$  определена по низкотемпературной флуоресценции. Большая энергетическая щель между триплетным уровнем лиганда и резонансным уровнем Yb ( $5600\text{ см}^{-1}$ ) исключает возможность сенсбилизации f-f излучения. Мы считаем, что возбуждение ИК эмиссии для комплексов 2-4 реализуется по окислительно-восстановительному механизму Хоррокса [5].

Относительная эффективность ИК эмиссии комплексов была определена по интенсивности их люминесценции в растворе ацетонитрила при возбуждении в полосу LMCT поглощения. Хотя интегральная интенсивность выше для производного 4, комплекс 2 генерирует самую интенсивную люминесценцию при 980 нм. Учитывая технические характеристики микроскопов, применяемых в биомедицинских анализах, комплекс 2 является наиболее эффективным для реального применения (рис. 4).

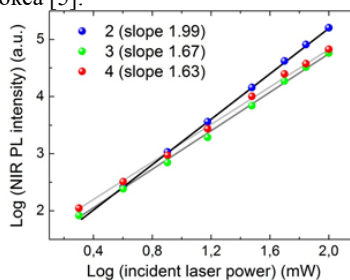


Рис. 4

- [1] Walsh B.M., Judd. Ofelt theory: principles and practices, Bartolo B.Di, Forte O.(Eds.), *Advances in Spectroscopy for Lasers and Sensing*, Springer, Printed in the Netherlands (2006). P. 403.
- [2] Shavaleev N.M., Scopelliti R., Gummy F. and Bünzli J. // *Inorg. Chem.* 2009. Vol. 48. P. 6178.
- [3] Shavaleev N.M., Scopelliti R., Gummy F. and Bünzli J. // *Inorg. Chem.* 2009. Vol. 48. P. 5611.
- [4] Shavaleev N.M., Eliseeva S.V., Scopelliti R. and Bünzli J. // *Chem. Eur. J.* 2009. Vol. 15. P. 10790.
- [5] Horrocks Jr. W.D., Bolender P.J., Smith W.D. and Supkowski R.M., *J. Am. Chem. Soc.* 1997. Vol. 119. P. 5972.

Секция «Квантовая радиофизика и оптика»

Заседание секции проводилось 17 мая 2017 г.  
Председатель – С.А. Бельков, секретарь – В.В. Шарков.  
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.