

**Казанский национальный исследовательский технический
университет им. А.Н.Туполева-КАИ**



*КНИТУ-КАИ имени А.Н.Туполева
МГУ имени М.В.Ломоносова
Российский Квантовый Центр*

**Тезисы докладов II Конференции
по фотонике
и квантовым технологиям**

*Казань, Россия
15 – 17 декабря, 2019*

УДК 621.38(082)
ББК 32.86я431
Т299

*Проводится при поддержке
Мегагранта Минобрнауки № 14.Z50.31.0040*

Сопредседатели конференции:
А.М.Желтиков, С.А.Моисеев

Программный комитет:
С.А.Моисеев, А.М.Желтиков, А.Б.Федотов

Организационный комитет:
А.Б.Федотов, Н.И.Сафина, С.А.Моисеев, К.И.Герасимов

Тезисы докладов II Конференции по фотонике и квантовым технологиям. – Казань: ИД «МедДоК», 2020. – 54 с.

Световодные системы для квантовых технологий: исследования в рамках мегагранта Минобрнауки России

А.М. Желтиков^{1,2,3}

¹ *Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н.Туполева, Казань, Россия*

² *Физический факультет, Международный учебно-научный лазерный центр, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

³ *Российский квантовый центр, Сколково, Московская область, Россия*

Работы в рамках мегагранта Минобрнауки, выполненные в лаборатории фотоники и квантовых технологий в 2017 – 2019 гг., закладывают основы двух новых крупных направлений исследований, формирующихся на стыке нелинейной фотоники, квантовой оптики, оптики сверхкоротких импульсов и световодной оптики – (1) световодной инженерии квантовых состояний света и (2) нелинейной фотоники квантовых материалов

Исследования в области световодной инженерии квантовых состояний света позволяют разработать уникальный арсенал методов генерации неклассических световых полей с требуемыми для конкретных задач и приложений временными, спектральными и пространственными свойствами на основе нелинейно-оптических процессов в световодных системах с управляемой нелинейностью и активно формируемой дисперсией. Исследования в области нелинейной фотоники квантовых материалов направлены на создание новых материалов для квантовых технологий, включая новые твердотельные материалы на основе алмаза с центрами окраски, а также разработать методы полностью оптического управления свойствами этих материалов, включая лазерные методы переключения их зарядового состояния.

Photon echo in an optically dense medium and its use for quantum memory and generation of quantum states of light

S. A. Moiseev^{1,2}, M. Sabooni³, E. S. Moiseev⁴, A. Tashchilina⁴,
R.V. Urmancheev¹, A.I.Lvovsky^{4,5}, and A.M.Zheltikov^{1,6,7}

¹ *Kazan Quantum Center, Kazan National Research Technical University named after A.N.Tupolev-KAI, 10 K. Marx, Kazan 420111, Russia*

² *E.K. Zavoisky Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, Kazan 420029, Russia*

³ *Institute for Quantum Computing and Department of Physics & Astronomy, University of Waterloo, Waterloo*

⁴ *Institute for Quantum Science and Technology, University of Calgary, Calgary AB T2N 1N4, Canada*

⁵ *Clarendon Laboratory, University of Oxford, Oxford OX1 3PU, United Kingdom*

⁶ *Physics Department, International Laser Center, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119992, Russia*

⁷ *Department of Physics and Astronomy, Texas A&M University, College Station, TX 77843, United States of America*

* E-mail: s.a.moiseev@kazanqc.org

Photon echo in optically dense media provides rich opportunities for the implementation of optical quantum memory (QM). For understanding the basic nonlinear properties of photon echo in the optically dense media, here we studied the most general properties of the two-pulse (primary) photon echo, which is a basic scheme of the developed QM protocols. By extending McCall-Hahn pulse area theorem [1] to the echo pulse formation, we found the equations for pulse areas of primary echo and secondary echoes excited coherently one after another. We observed that each echo is excited in a certain area of the medium and then disappear, generating new echo signals and creating a self-reviving echo sequence [2]. Herein, depending on the input exciting pulse areas this echo pulse train forms a multi-pulse analogue to the well-known single pulse 2π optical soliton or a 0π optical breather despite each individual echo pulse area never exceeding π . The obtained pulse areas of echo signals are in agreement with the total pulse area of all echo signals found by using McCall-Hahn area theorem [3] and developed approach opens a way for general analysis of photon echo QM protocols in the two- and three-level atomic media.

Photon echo QM protocol in three-level atomic media simplifies coherent laser control of atomic coherence for off-resonant light-atom interaction and also promises realization of highly efficient quantum

storage [4]. In general, the storage and retrieval of light fields in this QM scheme is accompanied by a coherent interaction of signal field with idle light field via four-wave mixing. We studied this interaction [5] in the case of perfect phase matching condition where interaction of signal \hat{a}^+ and idler fields \hat{b} with long-lived atomic coherence \hat{S}_{12} is described by the following effective Hamiltonian:

$$V_{eff} = \hbar n \int_0^L dz (g_a \hat{a}^+ + g_b \hat{b}) \hat{S}_{12} + H.C., \quad (1)$$

where g_a and g_b are the effective coupling constants of the signal and idler fields, n is an atomic density.

We have found that interaction of the two light modes with optically depth atomic medium in gradient echo memory (GEM) protocol is accompanied by the transient stage with oscillate behavior of \hat{a}^+ and \hat{b} mode intensities (see Fig.1.).

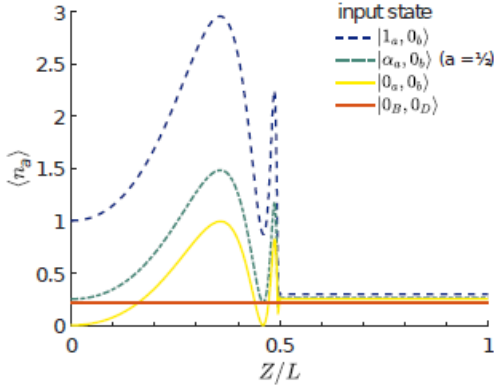


Fig.1. Photon number of the signal mode (for the four input light fields) propagating through an atomic sample with a GEM longitudinal inhomogeneous broadening of the ground state transition $\omega_{12}(z) = \omega_{12}(0) + \beta(z - \frac{L}{2})$, where β is gradient constant, L is length of the medium, the optical depth normalized by the inhomogeneous broadening is $\kappa\gamma/\beta = 5$.

Herein, after resonant interaction, the signal and the idler fields are transferred into the entangled quantum states corresponding to the Eigen dark states $|0_B \Phi_D\rangle$ of dark mode $\hat{D} = \alpha_0^{-1}(\hat{b} + \epsilon \hat{a}^+)$ (where $\alpha_0 = \sqrt{1 - |\epsilon|^2}$ and $\epsilon = g_b/g_a$) and photon number of the \hat{a}^+ and \hat{b} modes remain constant for $z > 0$ (see Fig.1).

The generated entangled state of two mode field $|0_B \Phi_D\rangle$ is characterized by the coupling constants g_b and g_a which can be varied by the intensities of control laser fields and spectral detunings on the optical transition $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$. Moreover the entangled two mode light state can be further applied for controlled generated of entangled states of three-level atomic media.

A promising way for realization of sufficiently strong light-atom interaction (optical depth media) is based on the cavity assistant schemes where multi-cavity approach opens new opportunities for efficient

broadband QM due to using high-Q cavities. We have analyzed new variant of the multi-ring cavity scheme with periodic AFC-type spectral structure (Δ - period) where each cavity contains two resonant atoms [6]. We found the optimal parameters of atoms and cavities where this system demonstrates high efficiency for 5 cavities as it is shown in Fig. 2:

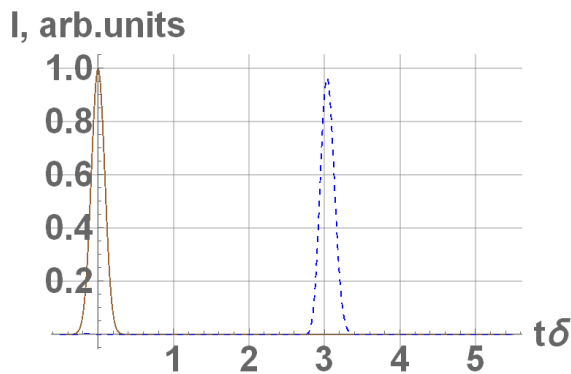


Fig.2 Intensity of input signal pulse and echo pulse; total number of cavities - 5, $\Delta = 4$, coupling constant of waveguide with cavity mode $k = 4$; decay constant of the cavity modes $\gamma = 0.0001$, $\delta = 8$ is a spectral width of the input signal pulse.

The Fig.2 shows that only 5 cavities with atoms can keep the input light field before efficient irradiation of echo pulse that opens a way for the controlled transfer of input field to the long-lived atomic states. We note that such a light field transfer to the atoms can be realized during the storage time in high Q cavities. In particular, the transfer is possible to the excited unpopulated optical level which opens the way for high temperature quantum storage.

Research is financially supported by a grant of the Government of the Russian Federation, project No. 14.Z50.31.0040, February 17, 2017.

- [1] S. L. McCall and E. L. Hahn, Phys. Rev. 183, 457 (1969).
- [2] S.A. Moiseev, M. Sabooni, and R.V. Urmancheev, Phys.Rev.Res. (2019) accepted.
- [3] E. L. Hahn, N. S. Shiren, and S. L. McCall, Physics Letters A 37, 265 (1971).
- [4] M. Hosseini, B. M. Sparkes, P. Lam, and B. Buchler, Nature Commun. 2, 174 (2011)
- [5] E. S. Moiseev, A. Tashchilina, S. A. Moiseev, and A. I. Lvovsky, New J.Phys. (2019) accepted.
- [6] S.A. Moiseev, and A.M.Zheltikov (in preparation).

Biosensing with nanodiamonds and nanophosphors

Philip Hemmer

Texas A&M University, College Station, Texas, USA

There has been much recent interest in ultrasmall, non-bleaching fluorescent particles for biological markers. Nanodiamonds are of special interest because of their extremely low toxicity and potential for sensing magnetic & electric fields, and temperature. Ceramic oxide upconversion particles are also of interest for their ability to overcome bio-fluorescent background. In this talk I will discuss our efforts to overcome materials limitations of these systems, and will also show examples from selected biological demonstration.

First observation of hyperfine level anticrossings in optical spectra of a crystal: Perspective for quantum memory

M.N. Popova¹, K.N. Boldyrev¹, E. Suleimen², B.Z. Malkin³,
N.M. Abishev³, M.C. Chou⁴

¹ *Institute of Spectroscopy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Troitsk*

² *Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudnyi, Moscow region*

³ *Kazan (Volga Region) Federal University, Kazan*

⁴ *Dept. of Materials and Optoelectronic Science, Center of Crystal Research, National Sun Yat-Sen University, Kaohsiung, Taiwan*

We report on the first observation and study of hyperfine level anticrossings in the optical spectra of a crystal. The effect was directly measured in optical absorption and luminescence spectra of a monoisotopic ${}^7\text{LiYF}_4:\text{Ho}^{3+}$ crystal placed into an external magnetic field. We discuss a possible use of the effect for quantum information processing.

$\text{LiYF}_4:\text{RE}^{3+}$ (here, RE stands for a rare-earth) are multifunctional optical materials widely used in different branches of photonics. They are also excellent model systems for studying various interactions and very fine effects. In particular, manifestations of the electron-nuclear hyperfine interactions [1] and of the isotopic disorder in the lithium sublattice due to the presence of ${}^7\text{Li}$ and ${}^6\text{Li}$ isotopes [2] were studied by high-resolution spectroscopy of $\text{LiYF}_4:\text{Ho}^{3+}$ crystals.

In the present study, we investigate broad-band high-resolution (0.002 cm^{-1}) low-temperature (10 K) absorption and luminescence spectra of $\text{LiYF}_4:\text{Ho}^{3+}$ in magnetic fields. Hyperfine and isotope structures were resolved, for the first time in the luminescence spectra of a crystal. An effect of the hyperfine levels' anticrossing was observed in magnetic fields 20 – 180 mT. It was, as we believe, the first direct observation of the hyperfine levels' anticrossings in optical spectra. Analysis of the spectral envelopes corresponding to transitions between the electron-nuclear sublevels of crystal-field non-Kramers doublets and singlets of the Ho^{3+} ions, based on the microscopic model of the electronic $4f^{10}$ configuration, allowed us to retrieve information on the hyperfine structure of electronic singlets, nuclear quadrupole interactions, and random lattice strains [3]. The first observation of the hyperfine structure and the hyperfine levels' anticrossings in the luminescence spectra opens the way for studying the hyperfine effects in the transitions between the excited crystal-field levels.

We show that hyperfine level anticrossings can be used to build Λ and V systems for optical quantum memory with equal probabilities of transitions in the shoulders of Λ or V .

Support by RFBR and the Ministry of Science and Technology of Taiwan (Grant RFBR No. 18-52-52001, MOST 107-2923-M-110-001-MY3) is acknowledged.

[1] M. N. Popova, N. I. Agladze, *Mol. Phys.* **102**, 1315 (2004).

[2] N. I. Agladze, M. N. Popova, G. N. Zhizhin, V. J. Egorov, M. A. Petrova, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 477 (1991).

[3] K.N. Boldyrev, M.N. Popova, B.Z. Malkin, N.M. Abishev, *Phys. Rev. B* **99**, 041105(R), (2019).

Hybrid quantum-classical neural networks based on multi-wave mixing processes

F. M. Ablaev¹, **S.N. Andrianov**², A.A. Kalachev³, A.V. Vasiliev¹

¹ *Kazan Federal University, Kremlyovskaya str. 18, Kazan, 420008, Russia*

² *Tatarstan Academy of Sciences, Institute for Applied Research, Bauman str. 20, Kazan, 422111, Russia*

³ *Kazan Physical and Technical Institute of Kazan Scientific Center of Russian Academy of Sciences, Sibirsky trakt str. 10/7, Kazan, 420029, Russia*

Neural quantum computing emerged [1] just after Shor's proposal of quantum factoring algorithm [2]. Then, several general models of quantum neural networks were proposed where the most concrete schemes are the schemes in quantum Hopfield architecture [3-5]. It was proposed in papers [6,7] to use advantages of quantum computing gates for realization of classical neural nets in the so called quantum inspired way. We will show that approach of these papers can be exploited for realization of hybrid quantum-classical neural net where neurons are quantum but the interconnection among them is classical.

We propose schemes of quantum artificial neural networks on the basis of multiqubit approach to quantum Fourier transformation and consider physical realization of afore mentioned neural nets using multi-wave mixing processes. We describe realization of multi-qubit CNOT gate based on multi-wave process. These gates based on dynamical holography can be executed in single step and at room temperatures. Theory of such gates is constructed using input-output formalism. Parameters matching conditions are found that must be fulfilled for successful gates operation. Recommendations are given for the construction of hybrid quantum-classical neural nets able to solve various practical problems.

The approach proposed here allows constructing holographic quantum neural networks where in contrast to usual quantum Hopfield nets not only data sequences are encoded in neurons but also they perform logic operations using multi-qubit quantum gates. With that, the first approach allows storing and managing the large volumes of big data using single working sample while the second one allows performing operations of quantum logic.

[1]. S. C. Kak. On quantum neural computing. Information Sciences, V.83, P.143-163 (1995).

- [2]. P. W. Shor. Algorithm for quantum computation: discrete logarithms and factoring. Proceedings of the 35th Annual IEEE Symposium on Foundations of Computer Science, P.124-134 (1994).
- [3]. M. Peruš. Neuro-Quantum Parallelism in Brain-Mind and Computers. Informatica, V.20, P.173-183 (1996).
- [4]. M. Peruš, H. Bischof, H.J. Caulfield, C.K. Loo. Quantum-Implementable Selective Reconstruction of High-Resolution Images. Applied Optics, V.43, No.33, P. 6134-6138 (2004).
- [5]. P. Rebentrost, Th.R. Bromley, Ch. Weedbrook, and Seth Lloyd. A quantum Hopfield neural network. Phys. Rev. A 98, 042308; arXiv:1710.03599v2 [quant-ph] (2018).
- [6]. N. Matsui, M. Takai, & H. Nishimura. A network model based on qubit-like neuron corresponding to quantum circuit. IEICE, J81-A(12), P.1687-1692 (1998).
- [7]. Tohru Nitta. Complex-Valued Neural Networks: Utilizing High-Dimensional Parameters. Chapter 13. Qubit Neural Network: Its Performance and Applications. Nobuyuki Matsui, Haruhiko Nishimura and Tejiro Isokawa. 2009. 509 p.

Прецизионный контроль качества поляризационных квантовых состояний света

Б.И. Бантыш^{1,2}, Ю.И. Богданов^{1,2,3}

¹ *Физико-технологический институт им. К.А. Валиева РАН, Москва, Россия*

² *Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Москва, Россия*

³ *Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия*

Томография квантовых состояний требует выполнения набора взаимно-дополнительных измерений. Преобразования, используемые для проведения измерений в различных базисах, в реальных экспериментах являются в той или иной степени нечёткими. В частности, волновые пластины, используемые для томографии поляризационного квантового состояния (Рисунок 1а), воздействуют различным образом на различные спектральные компоненты немонахроматического сигнала – возникает хроматическая абберрация преобразования смены базиса. Это приводит к тому, что такие измерения не могут быть адекватно описаны с использованием формализма проекционных измерений. Вместо проекторов мы конструируем операторы POVM-измерений, учитывающие хроматические абберрации преобразования волновых пластин.

Базируясь на универсальной теории точности, мы произвели анализ влияния рассматриваемого эффекта на характеристики точности квантовой томографии. Полученные нами результаты наглядно продемонстрировали адекватность разработанной модели нечетких измерений и неадекватность стандартной модели, основанной на идеальных проекционных операторах (Рисунок 1б).

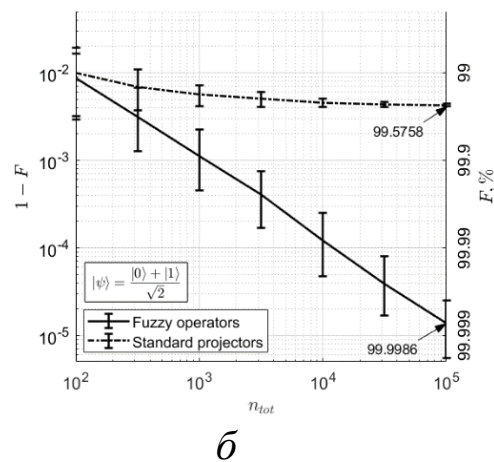
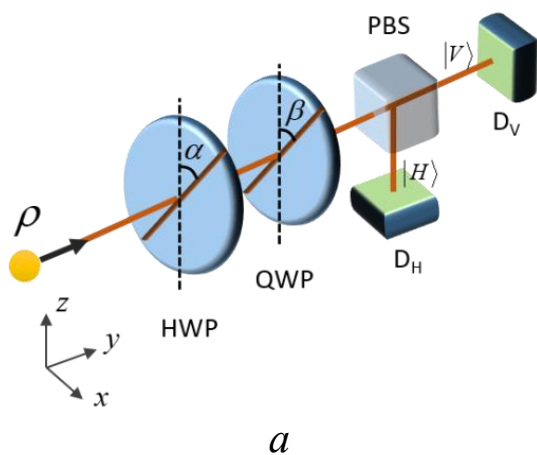


Рис. 1. а – измерение поляризационного состояния в произвольном базисе: HWP – полуволновая пластина, QWP – четвертьволновая пластина, PBS – поляризационный делитель пучка, DV и DH – детекторы фотонов. б – Точность реконструкции в зависимости от полного объёма выборки для стандартной модели проекционных измерений и для модели нечётких измерений.

Проведённое исследование обращено к томографии однокубитовых поляризационных состояний света, однако предложенный подход может быть непосредственно адаптирован к любой другой физической платформе и на случай томографии состояний более высокой размерности.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-37-00204. .

Raman quantum memory based on an ensemble of silicon-vacancy centers in diamond

A.A.Kalachev¹, A. Berezhnoi¹, P. Hemmer^{1,2}, O. Kocharovskaya²

¹ *Kazan Physical and Technical Institute of Kazan Scientific Center of Russian Academy of Sciences, Sibirsky trakt str. 10/7, Kazan, 420029, Russia*

² *Texas A&M University, College Station, Texas, USA*

We analyze the possibility of implementing optical quantum memory via off-resonant Raman absorption and emission of single-photon pulses in an ensemble of silicon-vacancy centers in diamond. We show that the signal-to-noise ratio at the output of the memory device can significantly exceed unity for short single-photon pulses if diamond samples are placed in optical microresonators. In addition, we consider a free-space model allowing all-optical implementation of controllable frequency comb and single-photon processing.

Преобразование состояний с орбитальным угловым моментом в схеме Рамановской квантовой памяти

Е.А. Вашукевич, Т.Ю. Голубева, Ю.М. Голубев

Физический факультет, Санкт-Петербургский Государственный Университет

* E-mail: vashukevichea@gmail.com

Сложно недооценить важность разработки протоколов квантовой памяти для сохранения квантовых для задач квантовых коммуникаций и квантовых вычислений. Теоретически было изучено множество схем, основанные на различных механизмах взаимодействия света с веществом – эффекте EIT [1, 2], эффекте фотонного эха [3, 4], рамановском рассеянии на Λ -атомах [5] и многие другие. Были также предложены многочисленные экспериментальные реализации устройств для сохранения квантовых состояний, показывающие высокую эффективность хранения [6–8].

В последние годы активно обсуждается возможность не только хранить, но и преобразовывать сигнал на ячейках памяти, то есть превращать ячейку памяти в активный элемент квантовых вычислений. При этом, одним из важнейших требований к схеме памяти для осуществления таких преобразований является её многомодовость. В работах [9, 10] была продемонстрирована возможность записывать и эффективно преобразовывать различные временные профили квантового поля. Обращаясь к задаче пространственно-многомодовой памяти, следует упомянуть работы по разработке протокола голографической памяти в резонаторной конфигурации для оптических изображений [11], а также пространственно-многомодовой памяти в свободном пространстве [12]. Экспериментально продемонстрировано хранение отдельных мод Эрмита–Гаусса [13] и Лагерра–Гаусса [14] на ансамблях холодных атомов, однако теоретический анализ хранения и преобразования таких мод на ячейке памяти не проводился.

Моды Лагерра–Гаусса представляют для нас отдельный интерес, в связи с тем, что, как показано в [15], они обладают определённым орбитальным угловым моментом (ОУМ). Поскольку ОУМ квантового поля может принимать любые целые значения, состояния с ОУМ образуют бесконечномерный базис гильбертова пространства,

что позволяет рассматривать такие состояния в качестве ресурса для построения многочастично-перепутанных состояний.

В нашей работе мы основываемся на протоколе рамановской памяти на холодных атомах, описанном в работах [16, 17], однако применяем развитый подход к задаче сохранения и преобразования мод Лагерра–Гаусса. Мы демонстрируем возможность эффективного хранения мод Лагерра–Гаусса без дополнительных (относительно стандартных протоколов рамановской памяти) потерь в эффективности, если запись и считывание осуществлять плоской волной. Изучая возможность эффективного преобразования ОУМ квантового поля на ячейке памяти, мы показываем, что варьирование конфигурации управляющих полей на этапах записи и считывания открывает широкие возможности для преобразования ОУМ квантового поля одновременно с сохранением.

Правильный подбор геометрических параметров управляющего поля обеспечивает высокое качество преобразования.

Особенностью предлагаемого метода преобразования является то, что он позволяет осуществить в одном устройстве одновременно и хранение квантово-статистических свойств на ячейке памяти, и перенос этих свойств на моды с другим ОУМ, что позволяет, на практике, существенно уменьшить количество оптических элементов в экспериментальной схеме.

Предлагаемый протокол так же может быть широко использован в схемах квантовых вычислений и квантовых коммуникаций, так как позволяет использовать квантовую память не только как пассивный элемент схем квантовых вычислений, но и как логический вентиль, осуществляющий преобразование квантового поля.

Работа поддержана грантами РФФИ (№ 19-32-90059, № 19-02-00204, и 18-02-00648).

[1] M. D. Lukin, *Rev. Mod. Phys.* 75, 457 (2003).

[2] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, *Rev. Mod. Phys.* 77, 633 (2005).

[3] S. A. Moiseev and S. Kröll, *Phys. Rev. Lett.* 87, 173601 (2001).

[4] B. Kraus, W. Tittel, N. Gisin, M. Nilsson, S. Kröll, and J. I. Cirac, *Phys. Rev. A* 73, 020302 (2006).

[5] A. E. Kozhekin, K. Molmer, and E. Polzik, *Phys. Rev. A* 62, 033809 (2000).

- [6] J. Appel, E. Figueroa, D. Korystov, M. Lobino, and A. I. Lvovsky, *Phys. Rev. Lett.* 100, 093602 (2008).
- [7] K. Honda, D. Akamatsu, M. Arikawa, Y. Yokoi, K. Akiba, S. Nagatsuka, T. Tanimura, A. Furusawa, and M. Kozuma, *Phys. Rev. Lett.* 100, 093601 (2008).
- [8] Y.-H. Chen, M.-J. Lee, I.-C. Wang, S. Du, Y.-F. Chen, Y.-C. Chen, and I. A. Yu, *Phys. Rev. Lett.* 110, 083601 (2013).
- [9] V. V. Kuz'min, A. N. Vetlugin, and I. V. Sokolov, *Optics and Spectroscopy* 119, 1004 (2015).
- [10] A. D. Manukhova, K. S. Tikhonov, T. Y. Golubeva, and Y. M. Golubev, *Phys. Rev. A* 96, 023851 (2017).
- [11] D. V. Vasilyev, I. V. Sokolov, and E. S. Polzik, *Phys. Rev. A* 81, 020302 (2010).
- [12] A. Grodecka-Grad, E. Zeuthen, and A. S. Sorensen, *Phys. Rev. Lett.* 109, 133601 (2012).
- [13] D. B. Higginbottom, B. M. Sparkes, M. Rancic, O. Pinel, M. Hosseini, P. K. Lam, and B. C. Buchler, *Phys. Rev. A* 86, 023801 (2012).
- [14] A. Nicolas, L. Veissier, L. Giner, E. Giacobino, D. Maxein, and J. Laurat, *Nature Photonics* 8, 234 EP (2014).
- [15] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman, *Phys. Rev. A* 45, 8185 (1992).
- [16] T. Golubeva, Y. Golubev, O. Mishina, A. Bramati, J. Laurat, and E. Giacobino, *Phys. Rev. A* 83, 053810 (2011).
- [17] T. Golubeva, Y. M. Golubev, O. Mishina, A. Bramati, J. Laurat, and E. Giacobino, *The European Physical Journal D* 66, 275 (2012).

Повышение спектрального разрешения гамма-спектроскопии с помощью метода задержанных фото-отсчетов

Р.Н. Шахмуратов^{1,2}, Ф.Г. Вагизов²

¹ Казанский физико-технический институт, ФИЦ КазНЦ РАН, Казань

² Казанский федеральный университет

Предложен и экспериментально опробован метод повышения спектрального разрешения гамма-спектроскопии [1]. В основе метода лежит регистрация одиночных фотонов, испущенных источником гамма излучения с задержкой во времени по отношению к моменту времени заселения возбужденного состояния ядра источника. Это время определяется следующим образом. Радиоактивное ядро ^{57}Co испытывает каскадный распад, излучая последовательно фотоны с энергиями 122 и 14,4 кэВ. Регистрация первого фотона с энергией 122 кэВ (прекурсора) задает нам момент времени заселения возбужденного состояния ^{57}Fe с энергией 14,4 кэВ. Фотон, который излучается благодаря распаду этого состояния, является резонансным для ядер ^{57}Fe поглотителя. Поглощение регистрируется вторым детектором. Если собирать фото-отсчеты этого детектора с большой задержкой T по отношению к моменту времени излучения первого кванта с энергией 122 кэВ, а именно в период времени от T до ∞ , то наблюдаемая линия поглощения существенно сужается. Явление объясняется интерференцией излучения, резонансно рассеянного ядрами поглотителя, которые были возбуждены в период времени $0 - T$, с излучением однофотонного волнового пакета, прошедшего через образец в период времени $T - \infty$.

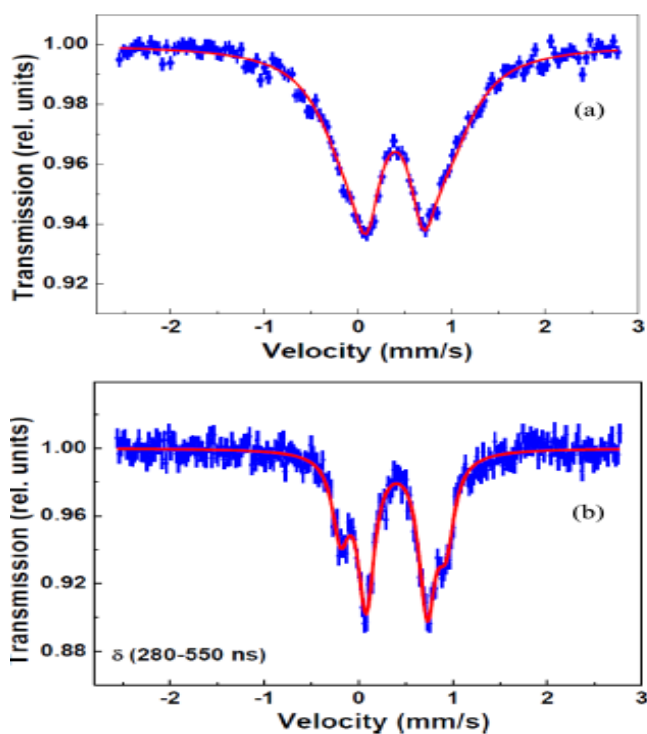


Рис.1. На рисунке показаны два спектра. Верхний (а) получен стандартным методом Мёссбауэровской спектро-скопии, когда нет привязки к моменту времени заселения возбужденного состояния ядра источника с энергией 14,4 кэВ. На нижнем рисунке (b) показан спектр, который получен благодаря регистрации фотонов в интервале времени 280-550 нс.

Время жизни возбужденного состояния с энергией 14,4 кэВ составляет 141 нс. Таким образом, регистрируются только те фотоны, которые были испущены ядрами, прожившими примерно два времени жизни и накопившими набег фазы ΔT при отстройке от резонанса Δ . Видно, что второй спектр заметно уже и позволяет обнаружить его тонкую структуру, а именно наличие двух близко расположенных дублетов в спектре поглощения железа.

[1]. R.N. Shakhmuratov, F.G. Vagizov, Phys. Rev. A **99**, 033831 (2019).

Численные подходы к решению системы нелинейных уравнений Манакова

А.Ж.Сахабутдинов, В.И.Анфиногентов , О.Г.Морозов , И.И.Нуреев

*Казанский национальный исследовательский технический университет
им. А.Н. Туполева*

Распространение света в волоконной оптике описывается нелинейным уравнением Шредингера, где нелинейность возникает из-за эффекта Керра. Нелинейность является проблемой при передаче информации с используемыми в настоящее время форматами модуляции. До сих пор существовали два основных пути решения этой задачи: первый состоит в смягчении нелинейных эффектов специальными методами, второй путь заключается в специальном кодировании информации в собственных модах нелинейного канала, который основан на интегрировании уравнения Шредингера.

Распространение сигнала по волокну с распределенной нелинейностью и линейными искажениями, обусловленными хроматической дисперсией [1], [2] может быть представлена с помощью системы нелинейных уравнений Манакова (1), [3], [4]:

$$\begin{cases} i \frac{\partial x}{\partial z} = \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + 2\Phi(x, y)x \\ i \frac{\partial y}{\partial z} = \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + 2\Phi(x, y)y \end{cases}, \quad 1)$$

где нелинейное слагаемое запишем в виде произведения искомой функции на нелинейную часть [6], для которой введено обозначение $\Phi(x, y) = i\alpha + |x|^2 + |y|^2$. Граничные условия имеют вид:

$$\begin{aligned} x(-1, t) = x_0(t), \quad x(z, 0) = x(z, 1) = 0, \\ y(-1, t) = y_0(t), \quad y(z, 0) = y(z, 1) = 0. \end{aligned} \quad 2)$$

Постановка задачи в части начальных условий дается на дискретном множестве точек, решение тоже ищется численно, записав исходные соотношения в конечно-разностной форме. Потребуем на удаленном конце приема идеального сигнала в форме 16QAM с переключением информационного сигнала для x и для y . Нахождение приближенного решения системы уравнения Манакова может быть осуществлено с использованием комбинированной явно- неявной схемы на основе схемы Кранка-Николсона. Запись нелинейного слагаемого в конечно-разностной форме, взятого с

предыдущего шага интегрирования, дает хороший результат. Алгоритм автоматического выбора шага интегрирования обеспечивает лучшую сходимость результатов интегрирования на большом расстоянии, и служит причиной снижения общего количества шагов интегрирования. Алгоритм уточнения решения на каждом шаге интегрирования позволяет обеспечить нивелирование недостатка метода определения нелинейного слагаемого с предыдущего шага интегрирования, что в свою очередь позволяет вести интегрирование с большим шагом. Апробирован алгоритм, позволяющий производить расчет параметров распространения возмущения для протяженных участков волокна. Результаты пробных расчетов позволяют сделать вывод о целесообразности развития этого алгоритма в дальнейшем.

На Рис. 1, *а–в* представлены снимки экранов рабочей области программы, на различных расстояниях от удаленного конца оптического волокна. Заметно влияние нелинейных искажений, которые заключаются в размытии фронта волны и искажений фронта переключения информационного сигнала для 16QAM.

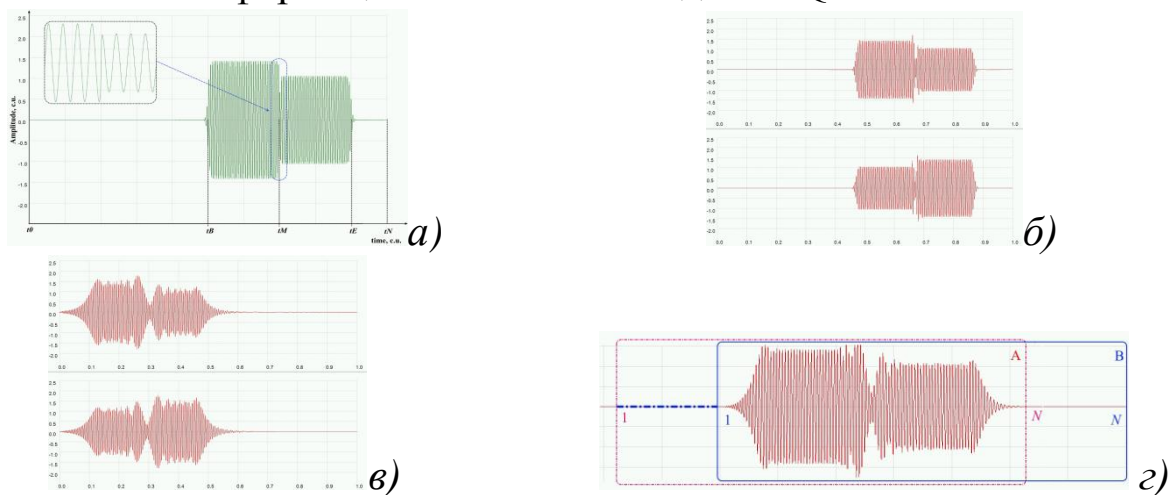


Рис. 1 – Рабочий экран программы численного интегрирования системы уравнений (1) для различных значений длины волокна: а) на конце волокна (начальное распределение); и на расстоянии: б) $50 \times \Delta z$; в) $674 \times \Delta z$; г) $881 \times \Delta z$ от удаленного конца

Отчетливо видно (Рис. 1, *а–г*) смещение сигнала к началу оси времени, с увеличением расстояния от дальнего конца оптического волокна, что хорошо согласуется с физическими условиями распространения оптического возмущения в волокне. Граничные условия в виде (2) обуславливают то, что в начальный и конечный моменты времени во всем волокне не было никакого возмущения, а

все возмущение находится внутри волокна. Следовательно, численный расчет возможен только до того момента, как сигнал был введен в оптическое волокно. Рисунок 1г показывает, что при продолжении интегрирования дальше того участка волокна, в котором осуществлен ввод возмущения приводит к отражению возмущения от начала времени $t = 0$, что ведет к необъяснимым с физической точки зрения результатам. Существует подход, который может обеспечить возможность непрерывного интегрирования для протяженных участков оптического волокна, который заключается в сдвиге кривой возмущения относительно массива. Схема-пояснение, обеспечивающая возможность осуществления алгоритмов расчета для протяженных участков оптического волокна без необходимости наращивания размеров массивов приведена на Рис. 1г. При переиндексации массива будут неопределены значения искомых функций в начальном участке массива (на Рис. 1г обозначено синей штрихпунктирной линией).

[1] Agrawal G.P., *Nonlinear Fiber Optics (Fifth Edition)* / G.P. Agrawal. – Boston: Academic Press, 2013. – 648 p.

[2] S. Mumtaz, R.J. Essiambre, G. P. Agrawal, *Nonlinear Propagation in Multimode and Multicore Fibers: Generalization of the Manakov Equations*, *J. Lightw. Technol.* 31 (3) (2013) 398–406. doi:10.1109/JLT.2012.2231401.

[3] Mecozzi, C. Antonelli, M. Shtaif, *Coupled Manakov equations in multimode fibers with strongly coupled groups of modes*, *Opt. Express* 20 (21) (2012) 23436–23441. doi:10.1364/OE.20.023436.

[4] М.П. Федорук, О.С. Сидельников *Алгоритмы численного моделирования оптических линий связи на основе многомодовых волокон // Вычислительные технологии*, т. 20, № 5, 2015, стр. 105–119

[5] *Анализ дискретных моделей движения точки* / Ж. М. Сахабутдинов; Рос. АН, Казан. науч. центр, Ин-т механики и машиностроения. – Казань : ИММ, 1995. – 195 с. : ил.; 20 см.

[6] Burdin V.A., Bourdine A.V. *Approximate solution of coupled NLS equations// SPIE Proceedings. Optical Technologies for Telecommunications*, 2008, v.7026, pp.07-1-8

Fiber-optic platform for *in vivo* quantum sensing

I.V. Fedotov^{1,2,3} M. S. Pochechuev^{1,6}, O. I. Ivashkina^{6,11}, A.A. Lanin,^{1,2,3}
S. Blakley,⁴ I. V. Kelmanson⁸, V. V. Belousov⁹, M.A.Smirnov³,
Latypov,^{3,5} A.G. Shmelev,^{3,5} A.B. Fedotov,^{1,2,3} A.V. Akimov,⁴
P. Hemmer,^{4,5} S.Ya.Kilin,¹⁰ K. V. Anokhin^{7,11}, S.A. Moiseev^{3,5}
and A.M. Zheltikov^{1,2,3,4,6}

¹ *Physics Department, International Laser Center, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119992, Russia*

² *Russian Quantum Center, ul. Novaya 100, Skolkovo, Moscow Region, 143025 Russia*

³ *Kazan Quantum Center, Kazan National Research Technical University n.a. A.N.Tupolev-KAI, 10 K. Marx, Kazan 420111, Russia*

⁴ *Department of Physics and Astronomy, Texas A&M University, College Station, USA*

⁵ *Kazan E.K. Zavoisky Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences, 10/7 Sibirsky Tract, Kazan 420029, Russia*

⁶ *Kurchatov Institute National Research Center, pl. akad. Kurchatova 1, Moscow 123182, Russia*

⁷ *P.K. Anokhin Institute of Normal Physiology, Russian Academy of Medical Sciences, Moscow, Russia*

⁸ *B.I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus,*

⁹ *M.M. Shemyakin and Yu.A. Ovchinnikov Institute of Bioorganic Chemistry, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

¹⁰ *B.I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus*

¹¹ *Institute for Advanced Brain Studies, Lomonosov Moscow State University Moscow, Russia*

Temperature is a fundamental objective measurable whereby the universal physical principles, including the laws of thermodynamics, enter into biology, controlling every biological process within a living organism and within each living cell. Thermal activation of transient receptor potential (TRP) cation channels is one of the most striking examples of temperature-controlled processes in cell biology. As the evidence indicating the fundamental role of such processes in thermosensation builds at a fast pace, adequately accurate tools that would allow heat receptor logic behind thermosensation to be examined on a single-cell level are in great demand. Here, we demonstrate two different approaches to measure temperature *in vivo* with quantum fiber-optic probes. First approach is based on specifically designed fiber-optic probe that consist of

optical fibers of special design, including photonic-crystal fibers and custom-tapered fibers. Integration of nitrogen–vacancy (NV) diamond photonics with advanced fiber-optic technologies provides a versatile fiber-optic platform for biosensing, offering unique solutions for biophotonics and neuroscience. We show that optically detected magnetic resonance in fiber-coupled NV centers of diamond enables a fiber-optic thermometry of individual thermogenetically activated neurons in a cell culture and in awake animal models. Second approach could be implemented on regular step-index fibers. Online all-optical local temperature measurements have been performed by analyzing the temperature-dependent fluorescence spectrum of silicon--vacancy (SiV) and germanium--vacancy (GeV) centers in diamond. An optical fiber in this fiber probe is designed in such a way as to combine the delivery of laser excitation light to the diamond attached to the fiber tip with the collection of the fluorescence response from SiV and GeV centers in diamond. This thermometer possesses a thermal resolution of approximately $20 \text{ mK/Hz}^{0.5}$ and a spatial resolution of $5 \text{ }\mu\text{m}$. Performance of these fiber temperature sensors will be compared with the performance of a fiber-optic temperature sensor based on measurements of a temperature-dependent shift of the optically detected magnetic resonance (ODMR) in nitrogen--vacancy (NV) centers in diamond attached to the fiber tip.

This research was supported in part by the Russian Foundation for Basic Research № 18-52-00025, 18-32-20212), Russian Science Foundation (Grant No. 18-72-00252) and the Government of Russian Federation (project no. 14.Z50.31.0040, Feb. 17, 2017)

A naturally trapped Rare-Earth doped solid-state superradiant laser clock

M. Sabooni, K.S. Choi

*Institute for Quantum Computing and Department of Physics & Astronomy,
University of Waterloo, Waterloo, Ontario N2L 3G1, Canada*

**msabooni@uwaterloo.ca*

We propose a narrow linewidth solid state based superradiant laser, which is almost insensitive to the cavity mirror vibration, the best frequency-stable local oscillators and employed in quantum metrology.

Frequency reference improvement is a vital step towards a wide range of applications from precision metrology, fundamental tests in the quantum information science and quantum optics, and to technology related applications, such as communication and navigation systems. The performance of atomic optical clock is limited by the frequency stability of laser local oscillators (LLOs) [1,2]. The main obstacle against improving the frequency stability of LLOs is the thermal noise in the optical cavity on the order of the size of a single proton ($\sim 10^{-15}$ m) [3]. This is because of the frequency stability $\Delta\nu/\nu$ directly proportional to $\Delta L/L$. Actually, the optical coherence build up in the resonator directly will be dissipated by the length stability of the cavity.

An alternative solution is to build up the coherence between the atoms of the gain medium instead of photons. In this approach, atoms become spontaneously correlated, creating a collective atomic dipole that emits light whose phase stability directly reflects the phase locking of the atomic dipoles [4]. This phenomenon, known as *superradiance*, in which the collective atomic dipole radiates a field whose intensity is proportional to the square of the number of atoms while the radiative atomic decays inversely proportional to the number of atoms [5]. It is still possible to take similar advantages as a traditional laser and place the collective atomic dipole inside a low-Finesse cavity and build a narrow linewidth light source with linewidth which is smaller than the atomic decay rate, continues, and almost insensitive to the cavity length fluctuations. Actually, in a traditional laser, the gain medium linewidth γ is much wider than cavity linewidth κ (good-cavity regime, Fig. 1a) while in the superradiance laser (SRL) regime the gain medium linewidth γ is much smaller than cavity linewidth κ (bad-cavity regime, Fig. 1a) [6].

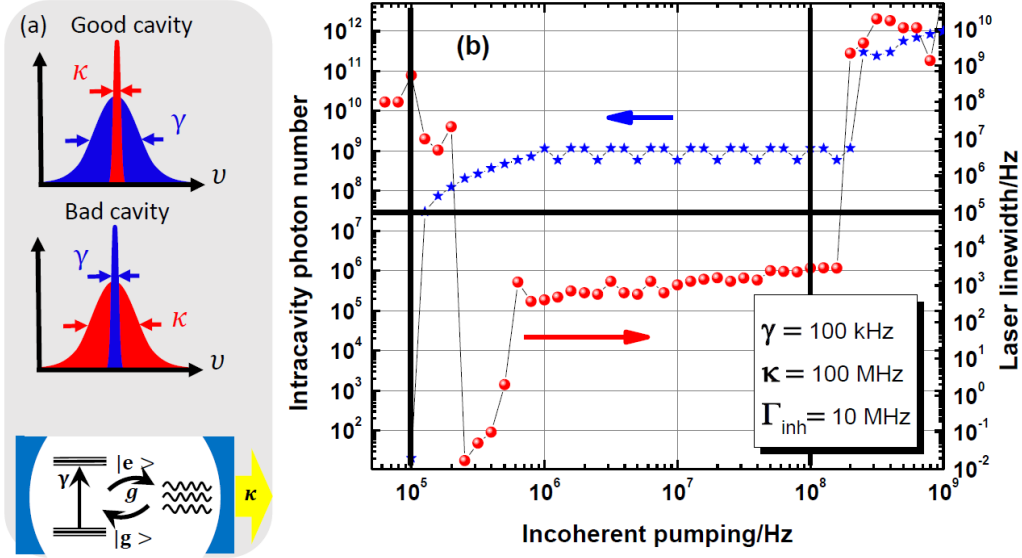


Fig. 1. (a) Comparing the good and bad cavity configurations. (b) The intracavity photon number (left axis) and the laser linewidth in Hz (right axis) for different $N_{\text{atom}} = 10^{10}$ versus incoherent pumping rate h in Hz. The laser linewidth substantially narrower than the atomic decay rate $\gamma = 100$ kHz in Erbium doped crystal with $\kappa = 100$ MHz and single atom-photon cooperativity of $\sim 10^{-7}$ is achieved even with moderate incoherent pumping rate.

The homogeneously broadened single-mode laser in the bad-cavity regime is $\Delta\nu = \frac{h\nu}{4\pi} \frac{(\kappa/n_g)^2}{P_{\text{out}}} N_{\text{sp}} \left(1 + \left[\frac{2\pi(\nu-\nu_0)}{\gamma + \frac{1}{2}\kappa} \right]^2 \right)$, where the spontaneous emission factor N_{sp} measures the degree of inversion [7]. Assuming zero detuning ($\nu \sim \nu_0$), the main factor which affects the laser linewidth is the group refractive index $n_g = \left(\frac{2\gamma + \kappa}{2\gamma} \right)$. This reflects the memory effect of the polarization that effectively slows down the phase diffusion [8].

By replacing $P_{\text{out}} = E\kappa = M_c h\nu\kappa$, in the bad-cavity case ($a \equiv \kappa/2\gamma \gg 1$), the group refractive index will be $n_g \approx \frac{\kappa}{2\gamma}$, therefore the laser linewidth expression will be: $\Delta\nu_{BC} = \frac{\gamma^2}{\kappa\pi M_c} \frac{1}{M_c}$. Important parameters for atom-cavity characterization are the two dimensionless parameters called the critical atom number ($N_c = \frac{\gamma\kappa}{g^2}$) and saturation photon number ($M_c = \frac{\gamma^2}{g^2}$). Therefore, the relation between critical atom number and saturation photon number will be $\frac{N_c}{M_c} = \frac{\kappa}{\gamma}$. The cooperativity has an inverse relation with the critical atom number $N_c \propto \frac{1}{C}$ therefore, one can rewrite the laser linewidth

in terms of the single atom cooperativity as follows: $\Delta\nu_{BC} = \frac{C_1\gamma}{\pi}$ where $C_1 = \frac{g^2}{\gamma\kappa} \ll 1$ is the single atom cooperativity and g is the single-atom coupling to the cavity emission mode.

In the mean field approximation, the interaction of a microscopic spin with its neighboring spins is replaced by an approximate interaction with an averaged spin. In other words, spins are not recognizable from each other. The intracavity mean photon number $\langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle$ could be related to the atom-field correlation $\langle \hat{a}^\dagger \hat{\sigma}_1^- \rangle$. In addition, the population inversion $\langle \hat{\sigma}^z \rangle$ also could be written in terms of atom-field coupling and spin-spin correlation $\langle \hat{\sigma}_1^+ \hat{\sigma}_2^- \rangle$. We calculate the steady-state intracavity photon number in a set of four ordinary differential equations (ODEs), while we have set all four initial conditions to be zero. The exact solution for steady-state intracavity photon number versus incoherent pumping rate η and atom number N shown in Fig.1b. Given the first-order correlation function $\langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}(0) \rangle$, one can define the corresponding power spectrum $S(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle \hat{a}^\dagger(t) \hat{a}(0) \rangle e^{-i\omega t} dt$. The SRL linewidth plot for $N_{\text{atom}} = 10^{10}$ versus incoherent pumping rate η is shown in Fig.1b.

Erbium has one of the narrowest inhomogeneous broadening transitions in rare-earth (RE) solids (\sim MHz) [9]. Therefore, one can employ it for SRL application without any spectral hole burning preparation. $\text{Er}^{3+}:\text{LiYF}_4$ has the narrowest inhomogeneously broadened transition in RE solids ($\Gamma_{\text{inh}} \sim 12$ MHz) [10]. The ${}^4\text{I}_{15/2} - {}^4\text{I}_{13/2}$ transition in $\text{Er}^{3+}:\text{LiYF}_4$ at 1530.372 nm with $T_1 = 9.5$ ms and $T_2 \sim 100\mu\text{s}$ and $\mu_{\text{eg}} = 2.72 \times 10^{-32}$ C.m is suggested. The coupling constant is considered to be $g \sim 1.5\text{kHz}$. For simplicity the cylindrical mode volume considered. The single atom cooperativity in $\text{Er}^{3+}:\text{LiYF}_4$ for 100 μm beam radius and 1mm cavity length could be as low as $C_1 \sim 10^{-7}$. We achieve absolute linewidth < 1 Hz, as shown in Fig. 1b.

[1]. S. L. Campbell, R. B. Hutson, G. E. Marti, A. Goban, N. D. O'pong, R. L. McNally, L. Sonderhouse, J. M. Robinson, W. Zhang, B. J. Bloom, J. Ye, "A Fermi-degenerate three-dimensional optical lattice clock", *Science* **358**, 90, 2017.

[2]. A. D. Ludlow, M. M. Boyd, J. Ye, E. Peik, P. O. Schmidt, "Atomic clock performance enabling geodesy below the centimetre level", *Reviews of Modern Physics* **87**, 637, 1997.

- [3]. M. J. Thorpe, L. Rippe, T. M. Fortier, M. S. Kirchner, T. Rosenband, “Frequency stabilization to 6×10^{-16} via spectral-hole burning”, *Nature Photonics* **5**, 689, 2011.
- [4]. D. Meiser, J. Ye, D. R. Carlson, M. J. Holland, “Prospects for a Millihertz-Linewidth Laser”, *Physical R* **102**, 163601, 2009.
- [5]. M. Gross, S. Haroche, “Super-radiance - An Essay On the Theory of Collective Spontaneous Emission”, *Physics Reports-review Section of Physics Letters* **93**, 301, 1982.
- [6]. S. J. M. Kuppens, M. p. VanExter, J. P. Woerdman, “Quantum-limited Linewidth of A Bad-cavity Laser”, *Physical Review Letters* **72**, 3815, 1994.
- [7]. H. Haken, “Laser Theory”, (Springer-Verlag, Berlin, 1984)
- [8]. M. I. Kolobov, L. Davidovich, E. Giacobino, C. Fabre, “Role of Pumping Statistics and Dynamics of Atomic Polarization In Quantum Fluctuations of Laser Sources”, *Physical Review A* **47**, 1431, 1993.
- [9]. C. W. Thiel, T. Bottger, R. L. Cone, “Rare-earth-doped materials for applications in quantum information storage and signal processing”, *Journal of Luminescence* **131**, 353, 2011.
- [10]. K. I. Gerasimov, M. M. Minnegaliev, B. Z. Malkin, E. I. Baibekov, S. A. Moiseev, “High-resolution magneto-optical spectroscopy of ${}^7\text{LiYF}_4$: ${}^{167}\text{Er}^{3+}$, ${}^{166}\text{Er}^{3+}$ and analysis of hyperfine structure of ultranarrow optical transitions”, *Physical Review B* **94**, 054429, 2016.

Формирование тонкопленочных дифракционных решеток на различных подложках методом ионной имплантации и их практическое применение

А.Л.Степанов, В.И.Нуждин, В.Ф.Валеев

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского – отдельное структурное подразделение ФИЦ КазНЦ РАН

Обзор недавних результатов по реализации нового способа изготовления тонкопленочных дифракционных решеток на различных диэлектрических (стекла, полимеры) и полупроводниковых материалах (пористые кремний и германий, алмаз), содержащих наночастицы благородных металлов, формируемых методом ионной имплантации. В качестве одного из приложений таких решеток рассматривается изготовление оптического термометрического устройства на полимерной матрице путем формирования на ней дифракционных периодических микроструктур методом низкоэнергетической высокодозовой имплантацией ионами металла через поверхностную маску (рис.1). В результате применения ионной имплантации, на поверхности полимера получены тонкопленочные дифракционные решетки с периодически изменяемым комплексным показателем преломления, который обеспечивается областями, содержащими ионно-синтезированные металлические наночастицы. Измерение температуры данным устройством осуществляется регистрацией бесконтактным методом изменения дифракции Фраунгофера от зондирующего светового пучка вследствие теплового расширения или сжатия полимера.

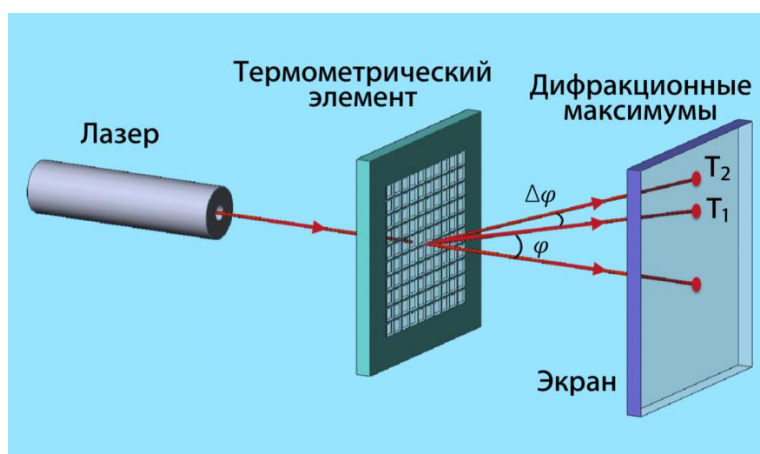


Рис.1. Термометрический дистанционный элемент с дифракционной решеткой на основе полиметилметакрилата с ионно-синтезированными наночастицами серебра

Superfluorescence and superradiance laser generations of Er³⁺ ions in YPO₄ single crystal

K.I. Gerasimov¹, S.A. Moiseev¹, M.M. Minnegaliev¹, R.V. Urmancheev¹,
M. Bettinelli², M.C. Chou³

¹ *Kazan Quantum Center, Kazan National Research Technical University named after A.N. Tupolev-KAI, 420111 Kazan, K. Marx Str., 10, Russia*

² *Dipartimento di Biotechnologie, University of Verona and INSTM, 37134 Verona, Strada Le Grazie 15, Italy*

³ *Department of Materials and Optoelectronic Science, Center of Crystal Research, National Sun Yat-Sen University, 80424 Kaohsiung, 70 Lien-Hai Rd., Taiwan*

**kigerasimov@mail.ru*

Dicke superradiance (SR) [1] and superfluorescence (SF) are well-known effects of cooperative and coherent spontaneous emission, which continues to attract great interest in various fields of science and technology, especially in laser physics, quantum optics, condensed matter physics, optoelectronics, and plasmonics. There are a serious of excellent reviews and monographs devoted to this phenomenon [2-13]. SR and SF can be observed in optically dense media ($\alpha L > 2$), and these experiments were performed in gases, semiconductors, molecular centers. Optically dense crystals doped by rare-earth ions are promising media for optical quantum memory where controllable coherent emission is used for deterministic retrieval of the signal fields [14] however there are much less information on SR and SF in crystals activated by rare-earth ions [15]. In this work, we present experimental study of SF in crystal YPO₄:Er³⁺ where population inversion of the active optical transitions was created by relatively long (10 μ s) and low-intensity (0.4-1.1 μ J) laser pulses. We characterized basic properties of SF (pulse delay time, its intensity, their fluctuations, and energy parameters of laser SR generation) on the pumping energy and temperature.

Spectroscopic properties of YPO₄:Er³⁺ were described in our previous work [16]. Here we used ${}^4I_{15/2}(\Gamma_7^1) \rightarrow {}^4I_{9/2}(\Gamma_7^1)$, ${}^4I_{15/2}(\Gamma_7^1) \rightarrow {}^4I_{9/2}(\Gamma_7^2)$ or ${}^4I_{15/2}(\Gamma_7^1) \rightarrow {}^4F_{9/2}(\Gamma_7^1)$ transitions for excitation luminescence from ${}^4I_{13/2}(\Gamma_6^1)$ state by using Ti-sapphire or Dye lasers and acousto-optic modulator to form the pumping pulses. With an increase of the pumping pulse intensity and reaching the threshold value (~ 0.4 μ J for ${}^4I_{15/2}(\Gamma_7^1) \rightarrow {}^4I_{9/2}(\Gamma_7^2)$ pumping transition), luminescence from ${}^4I_{13/2}(\Gamma_6^1)$ state to states of the ${}^4I_{15/2}$ multiplet was transformed into a ringing SF pulse at the

frequency of ${}^4I_{13/2}(\Gamma_6^1) \rightarrow {}^4I_{15/2}(\Gamma_6^1)$ transition. The intensity of this pulse exceeded the luminescence intensity observed by pumping below the threshold value by 3-4 orders of magnitude. Averaged energy of SR was proportional E^2 , where E is energy of the pumping pulse. The first SR pulse width and delay was found to be $\sim 1/E$ with fluctuations of magnitude. These parameters strongly depended on temperature and SF was observed up to 18K. For continuous pumping we observed SR laser generation with 5.8 and 6.7 % slope efficiency of generation for the forward and backward directions, respectively.

This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (Grant No. 17-52-560009).

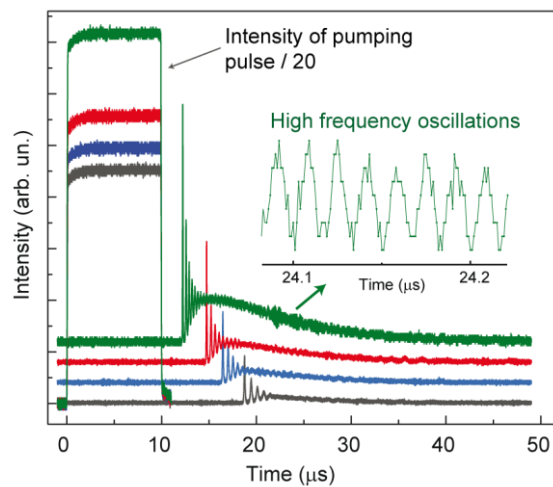


Fig. 1. SF of Er^{3+} in YPO_4 at various pumping pulse intensity. $T=4$ K.

- [1] Dicke R.H., Coherence in spontaneous radiation processes.// Phys. Rev. 1954, 93, 99–110.
- [2] Andreev A.V., Emel'yanov V.I., and Il'inskii Y.A., Collective spontaneous emission (Dicke superradiance).// Uspekhi Fiz. Nauk, 1980 vol. 131, no. 8, p. 653.
- [3] Gross M. and Haroche S., Superradiance: An essay on the theory of collective spontaneous emission //Phys. Rep. 1982 vol. 93, no. 5, pp. 301–396.
- [4] Leontovich A.M., Mozharovskii A. M., and Trifonov E. D. Coherent amplification, reflection, and induced superradiance in activated media.// Uspekhi Fiz. Nauk 1986 vol. 150, no. 11, p. 453.
- [5] Andrianov S.N., Naboikin Y.V., Samartsev V.V., Silaeva N.B., and Sheibut Y.E. Optical superradiance in a diphenyl crystal with pyrene. //Uspekhi Fiz. Nauk 1986, vol. 150, no. 11, p. 457.

- [6] Боголюбов Н.Н., Шумовский А.С., Сверхизлучение. Дубна: Объединенный институт ядерных исследований, 1987.
- [7] Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А.. Кооперативные явления в Оптике. Сверхизлучение. Бистабильность. Фазовые переходы. 1988.
- [8] Zheleznyakov V.V., Kocharovskii V.V., and Kocharovskii V.V., Polarization waves and super-radiance in active media.// Uspekhi Fiz. Nauk 1989 vol. 159, no. 10, p. 193.
- [9] Andreev A.V., Optical superradiance: new ideas and new experiments.// Uspekhi Fiz. Nauk 1990 vol. 160, no. 12, p. 1.
- [10] Di Bartolo B. and Beckwith C., Eds., Optical Properties of Excited States in Solids, vol. 301. Boston, MA: Springer US, 1992.
- [11] Garraway B.M., The Dicke model in quantum optics: Dicke model revisited // Philos. Trans. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci. 2011, vol. 369, no. 1939, pp. 1137–1155.
- [12] Cong K., Zhang Q., Wang Y., Noe G. T., Belyanin A., and Kono J., Dicke superradiance in solids [Invited]// J. Opt. Soc. Am. B 2016, vol. 33, no. 7, p. C80.
- [13] Kocharovskiy V.V., Zheleznyakov V.V., Kocharovskaya E.R., and Kocharovskiy V.V., Superradiance: the principles of generation and implementation in lasers // Uspekhi Fiz. Nauk 2017 vol. 187, no. 04, pp. 367–410.
- [14] W. Tittel, M. Afzelius, T. Chanelière, R. L. Cone, S. Kroll, S. A. Moiseev, and M. Sellars. Photon-echo quantum memory in solid state systems, Laser and Photonics Review, 4, №. 2, 244–267 (2010).
- [15] Kalachev A.A. and Samartsev V.V. Optical superradiance in impurity crystals and its possible applications // Laser Phys. 2002 vol. 12, no. 8, pp. 1114–1125.
- [16] Popova M. N., Klimin S. A., Moiseev S. A., Gerasimov K. I., Minnegaliev M. M., Baibekov E. I., Shakurov G. S., Bettinelli M., Chou M.C., Crystal field and hyperfine structure of $^{167}\text{Er}^{3+}$ in YPO_4 // Phys. Rev. B 2019, vol. 99, no. 23, p. 235151, 2019.

Pointlike time-reversible quantum transfer with switcher

N.S. Perminov¹, D.Y. Tarankova², and S.A. Moiseev¹

¹ *Kazan Quantum Center, KNRTU-KAI, Kazan, Russia;*

² *REIMT, KNRTU-KAI, Kazan, Russia*

e-mail: s.a.moiseev@kazanqc.org

Efficient quantum transfer and memory in multi-frequency pointlike quantum systems is an important task in quantum information science [1]. Here, we optimize a time-reversible transfer of quantum state between the bus mode field $y_2(t)$ and broadband quantum memory-block $\{y_1(t), x_1(t), x_2(t), x_3(t)\}$ with the following equations of probability amplitudes:

$$\begin{aligned} [\partial_t - i\Delta] x_1(t) + i f_2 x_2(t) = 0, \quad \partial_t x_2(t) - i f_1 y_1(t) = 0, \quad [\partial_t + i\Delta] x_3(t) + i f_2 y_1(t) = 0, \\ \partial_t y_2(t) + i k y_1(t) = 0, \quad \partial_t y_1(t) + i k y_2(t) + i f_1 x_2(t) + i f_2 (x_1(t) + x_3(t)) = 0, \quad y_2(0) = 1, \\ y_1(0) = x_1(0) = x_2(0) = x_3(0) = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

where two modes $x_1(t)$, $x_3(t)$ are characterized by the frequency detunings $[-\Delta, \Delta]$, coupling constants f_1, f_2 , and switchable k . By optimizing the unloading ($y_2(t=T=2\pi)=0$) and time-reversibility of the studied processes, we get from (1):

$$f_1 = 3\sqrt{2}/8, \quad f_2 = \sqrt{30}/8, \quad k = \sqrt{18}/8, \quad \text{and} \quad \text{eigenspectra} = \{-3/2, -1/2, 0, 1/2, 3/2\}. \quad (2)$$

After turning off k ($k=0$) at the moment $T=2\pi$, we get for the memory-block eigenspectra: $0.367 \cdot \{-3.92, -1, 1, 3.92\}$. The frequencies are not multiple (exact time-reversibility is impossible, respectively), however, figure 1 shows that this small violation does not severely limit the efficiency. At $t=2\pi$ we get $x_1=x_3=y_1=y_2=0$, and $x_2=-1$ and $x_2(T+\tau)=-0.997$ after $\tau=5.498\pi$. We also note that after loading (at $t=T$) the energy in the frequency-tuned resonators (x_1, x_3) is close to 0, which demonstrates a possibility of perfect processing in this scheme.

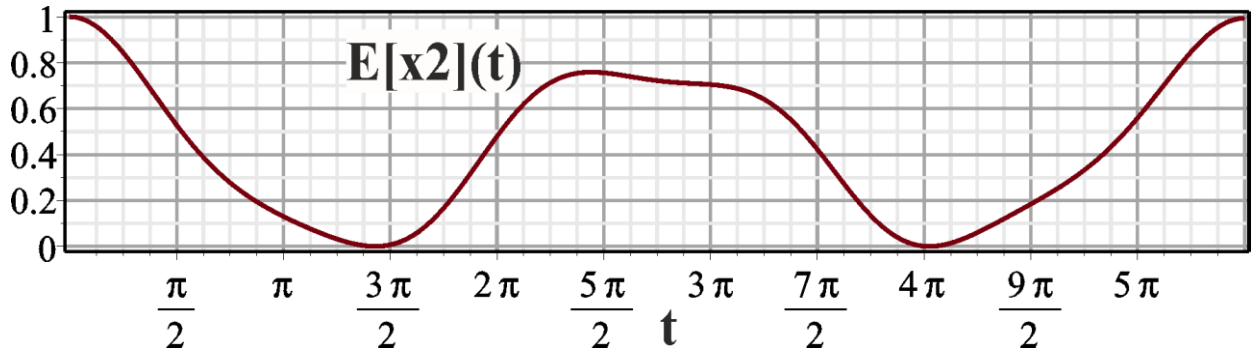


Figure 1. The dependence of the energy $E[x_2]$ on time at the storage stage.

Further, at time moment $t=T+\tau$, we turn on k again and the signal is unloaded from the memory block into the external mode y_2 after time T . Estimation of the quantum efficiency of the whole process (loading, storage, unloading) is given by $\eta=(-0.997)^2 \sim 0.993$. Another storage mode is also possible when $\tau=0$ (no switching k): for this case, the effectivity is close to 1. Thus, theoretical calculations show that 2 different highly efficient quantum transfer regimes are possible for the studied multi-resonant system with the efficiencies above 0.993, which seems to be useful for implementation of highly efficient quantum processing.

Summing up, we observe that the studied system of 5 coupled resonators in a closed configuration has a rich reconfigurable dynamics interesting for broadband quantum storage and processing.

Research is financially supported by a grant of the Government of the Russian Federation, project No. 14.Z50.31.0040, February 17, 2017.

[1] Moiseev, S. A., et al. "Broadband multiresonator quantum memory-interface." *Scientific reports* 8.1 (2018): 3982.

Subcarrier wave quantum key distribution over 143 km intercity fiber link

O.I. Bannik, L.R. Gilyazov, A.V. Gleim, N.S. Perminov, K.S. Melnik,
N.M. Arslanov, A.A. Litvinov, A.R. Yafarov, S.A. Moiseev

*Kazan Quantum Center, Kazan National Research Technical University named after
A.N.Tupolev-KAI, 10 K. Marx, Kazan 420111, Russia*

e-mail: s.a.moiseev@kazanqc.org

We experimentally demonstrate subcarrier wave quantum key distribution over 143 km fiber link between the city of Kazan and the urban-type village of Apastovo in the Republic of Tatarstan. We consider subcarrier wave phase coding method as an excellent candidate for long-distance quantum key distribution applications due to its high robustness against environmental and other external factors, single-pass, absence of interferometric schemes and wide quantum channel multiplexing capabilities.

Our experimental setup used two regular single mode fibers (SMF-28) with a length of 143 km laid in the same optical cable. The fiber line contained both aerial and underground sections. 37 dB loss fiber was used as a quantum channel and 45 dB loss fiber as a synchronization channel. State preparation frequency was 100 MHz, mean photon number was chosen to be 0.2 in order to counter modelled collective attacks. Bob unit optical losses were 5.1 dB. Chromatic dispersion compensator was introduced to eliminate the detrimental influence of chromatic dispersion effect on interferometric visibility. Active compensation of polarization distortions was used to maximize signal utilization. One of the sidebands was filtered by notch fiber Bragg grating filter and measured with a superconducting nanowire single-photon detector (SNSPD). SCONTEL SNSPD operated at a temperature of 2.1 K with low dark count rate of 0.5 Hz and high quantum efficiency of 50%. The complete scheme is depicted in Fig.1.

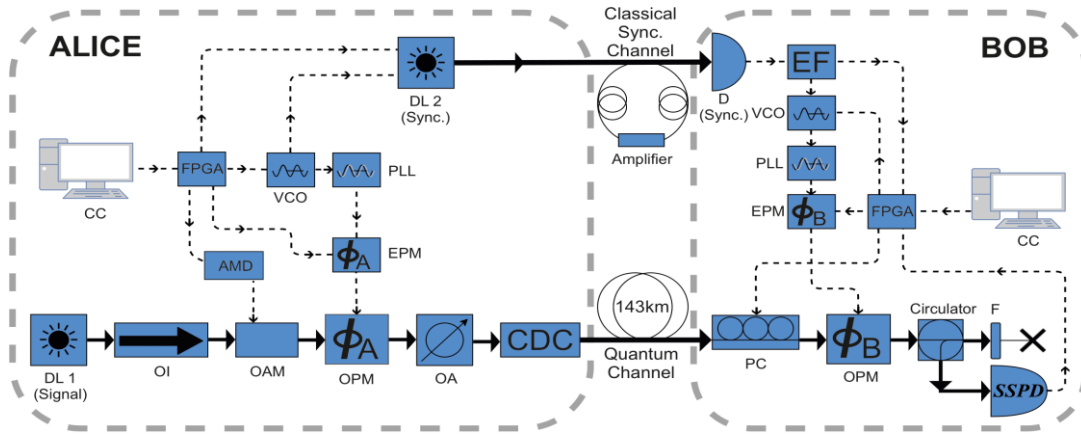


Fig. 1. Functional scheme of SCW QKD. DL1 and DL2: diode laser 1 and 2; OI: optical isolator; OAM: optical amplitude modulator; OPM: optical phase modulator; OA: optical attenuator; FPGA: control module based on field-programmable gate array chip; VCO: voltage control oscillator; PLL: phase locked loop; EPM: electrical phase modulator; AMD: amplitude modulator driver; CDC: chromatic dispersion compensator; PC: polarization controller; F: optical filter; SNSPD: superconducting nanowire single-photon detector; EF: electrical filter; D: photodiode; Φ : optical phase modulator; CC: classical computer.

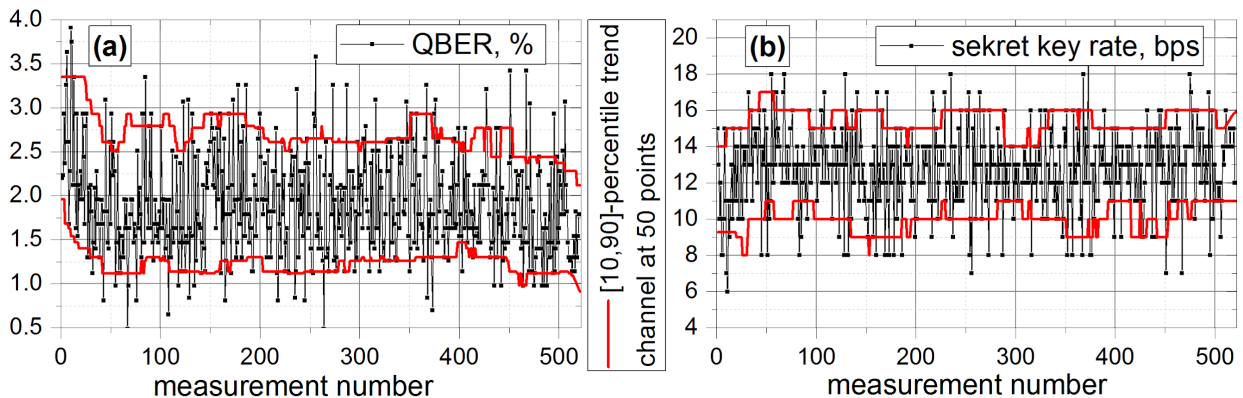


Fig. 2. Distributions for (a) QBER ($\sim 2\%$) and (b) secret key rate (~ 12 bps).

Within 16.5 hours of continuous operation, about 700 kbit of key information was generated with an average value of the secret quantum key generation rate of 12 bps. The value of quantum bit error rate (QBER) was 2% on average in range from 0.5 % to 3.9 % (see Fig. 2). Generated quantum keys were used for real-time encryption of the digital data transmitted through the open channel, in order to demonstrate security applications. Quantum key generation rate allowed to change the 256-bit encryption key up to two times per minute.

Research is financially supported by a grant of the Government of the Russian Federation, project No. 14.Z50.31.0040, February 17, 2017.

Third-harmonic generation microscopy visualization of stain-free astrocyte in brain tissues

A.Lanin^{1,3} M.Pochechuev^{1,5}, I.Kelmanson, D. Bilan⁴, A. Chebotarev¹,
D. Kotova⁴, V.Tarabykin⁶, A.Fedotov¹, V.Belousov⁴, A. Zheltikov^{1,2,3,5}

¹ *Physics Department, International Laser Center, M.V. Lomonosov Moscow State University, Russia*

² *Department of Physics and Astronomy, Texas A&M University, USA*

³ *Russian Quantum Center, Russia*

⁴ *M. M. Shemyakin and Yu.A. Ovchinnikov Institute of Bioorganic Chemistry, Russia*

⁵ *Kurchatov Institute National Research Center, , Russia*

⁶ *Institute of Cell Biology and Neurobiology, Charité—Universitätsmedizin Berlin, Germany*

Methods of nonlinear optics have provided a constantly expanding platform for brain imaging, offering a unique combination of large imaging depths [1], chemical specificity [2], the ability to detect fine morphological details [3,4], and an unprecedentedly high subdiffraction spatial resolution [5]. Of special value and significance for brain research is the ability of nonlinear optical methods to provide high-contrast, high-resolution imaging of individual neurons and even fine intraneural structures with no need for fluorescent sensor staining. Specifically, second-harmonic generation (SHG) has gained broad acceptance as a tool for a label-free microscopy of noncentrosymmetric molecules and brain structures, such as collagen. Third-harmonic generation (THG), on the other hand, does not require central symmetry breaking, yielding a useful nonlinear signal from both cell surfaces, as well as inter- and intracellular optical inhomogeneities [2,4]. In our present work, we demonstrate a stain-free, highcontrast, subcellular-resolution imaging of astroglial cells using epi-detected THG. The astrocyte-imaging capability of THG is verified by colocalizing THG images with fluorescence images of astrocytes expressing a genetically encodable fluorescent reporter.

Our experimental system integrates two short-pulse laser sources (Ti:sapphire and Cr:forsterite lasers) on a single compact platform. Both laser beams are focused into a brain slice with a waterimmersion near-IR objective in an upright microscopy scheme. The third harmonic driven by CrF-laser pulses and the TPEF signal induced by TiS-laser radiation are collected by microscope objectives in both transmission and epi-detection geometries. To verify the ability of THG microscopy to detect and image astrocytes, we performed imaging experiments on the rat's cortex where

astrocytes were nucleo-cytosolically stained with a genetically encodable SypHer3s fluorescent reporter. The fluorescence response of SypHer3s, centered at $\lambda_f \approx 520$ nm, was induced via a two-photon excitation process driven by TiS laser radiation. Typical TPEF images recorded within layers V–VI in the rat’s cortex are shown in the left part of Figure. SypHer3s-expressing astrocytes are clearly visible as bright green areas in these images. An overlay of the TPEF and THG images, presented in the right part of Figure, confirms spatial colocalization of the TPEF and THG signals. THG imaging with a properly optimized PSF is shown to enable a reliable detection of significant subcellular features of astrocytes, including cell nuclei, as well as the soma shape and boundaries.

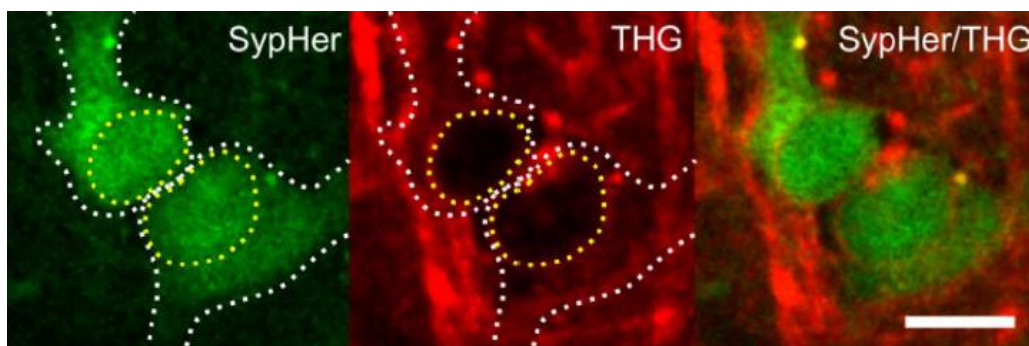


Fig.1: Typical images taken within layers V–VI in a rat’s cortex using TPEF from SypHer-stained astrocytes (SypHer, left) and THG from unstained brain (THG, middle). An overlay of the TPEF and THG images (SypHer/THG) is presented on the right. TPEF and THG are driven by 870 nm TiS- and 1.25 μ m CrF-laser pulses, respectively.

- [1] W. Denk, J. H. Strickler, and W. W. Webb, *Science* 248, 73, 1990.
- [2] C. W. Freudiger, et al , *Science* 322, 1857, 2008.
- [3]. D. Yelin and Y. Silberberg, *Opt. Express* 5, 169, 1999.
- [4]. L.V. Doronina-Amitonova et al, *Appl. Phys. Lett.* 103, 093701, 2013.
- [5] C. Eggeling et al, *Nature* 457, 1159, 2009.

Ионизация NV-центров в алмазе при многофотонном возбуждении ультракороткими лазерными импульсами

**М.А.Смирнов¹, И.В.Федотов^{1,3,4,5}, С.А.Моисеев^{1,2}
и А.М.Жёлтиков^{1,3,4,5,6}**

¹ Казанский квантовый центр, Казанский национальный исследовательский технический университет имени А. Н. Туполева, ул. К. Маркса, д.11, Казань, 420011, Россия

² Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской академии наук, ул. Сибирский тракт, д. 10/7, Казань, 420029, Россия

³ Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Воробьевы горы, Москва, 119991, Россия

⁴ Texas A&M University, College Station, Texas, USA

⁵ Международный центр квантовой оптики и квантовых технологий (Российский квантовый центр), ул. Новая 100, Сколково, Московская обл., 143025, Россия

⁶ Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», пл. акад. Курчатова 1, Москва, 123182, Россия

E-mail: maxim@kazanqc.org

В работе представлены экспериментальные результаты, посвящённые ионизации азот-вакансия центров окраски (NV-центров) в кристалле алмаза при многофотонном лазерном возбуждении. Возбуждение осуществлялось с помощью лазерных импульсов фемтосекундной длительности в инфракрасном диапазоне. Полученные экспериментальные данные могут быть полезны для применения NV-центров в различных сенсорных приложениях квантовых технологий.

Интерес научного сообщества к центрам окраски в кристалле алмаза обусловлен высоким потенциалом применения таких структур в различных приложениях квантовых технологий, в частности, в качестве квантовых сенсоров. Преимуществом таких сенсоров является сверхвысокая локализация, которая возможна путём использования одиночных центров окраски в наноразмерных кристаллах алмаза. Центры окраски в кристалле алмаза со структурой азот-вакансия (NV-центры) широко исследуются на протяжении трёх последних десятилетий. Столь пристальный интерес научного сообщества к данным центрам окраски обусловлен их уникальными оптическими свойствами [1].

NV-центр имеет два зарядовых состояния: отрицательное состояние (NV^-) с бесфононной линией (БФЛ) на 637 нм; нейтральное состояние (NV^0) с БФЛ на 575 нм. Данные состояния являются фотонестабильными и могут переходить из одного в другое под воздействием возбуждающего лазерного излучения. Поскольку оптические свойства этих состояний сильно различаются, контроль зарядового состояния NV-центра является важной проблемой для сенсорных приложений. Под влиянием оптической накачки эти центры начинают переходить из одного состояния в другое. В работе [2] на примере одиночных центров окраски было показано, что под действием непрерывного излучения в видимой области в NV-центре с определённой частотой происходит два взаимобратных процесса – ионизация с переходом из NV^- в NV^0 и рекомбинация с переходом из NV^0 в NV^- . При этом отношение двух типов центров не меняется с изменением интенсивности непрерывного возбуждающего излучения, а зависит от его длины волны. С другой стороны, недавние эксперименты по многофотонному возбуждению с помощью высокоинтенсивных инфракрасных лазерных импульсов [3] показали существенную модификацию отношения люминесценции центров с ростом интенсивности возбуждения. Это обстоятельство позволяет использовать модификацию спектра с ростом интенсивности как маркер ионизационных процессов и выявлять их фундаментальные закономерности для применения в сенсорных приложениях.

Для оптического возбуждения центров окраски использовались Ti:Sa импульсный лазер (Mira-HP, Coherent, 750-950 нм) и оптический параметрический осциллятор (ОРО, Coherent, 1000-1600 нм), которые совместно позволяли получать оптические импульсы в диапазоне от 750 до 1600 нм с частотой повторения 76 МГц и с длительностью отдельного импульса ~ 220 фс. Для фокусировки возбуждающего излучения на поверхность образца использовался 40X объектив (40X, Olympus Plan Achromat Objective, 0.65 NA).

Были проведены многочисленные экспериментальные работы по многофотонному возбуждению NV-центров с помощью ультракоротких высокоинтенсивных лазерных импульсов. Полученные данные позволили определить ряд важных характеристик исследуемых центров окраски, характеризующих происходящие в них процессы фотоионизации. Полученные экспериментальные данные и характеристики NV-центров могут быть полезны для их применения в квантовых технологиях.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-80029, а также гранта Правительства Российской Федерации 14.Z50.31.0040).

- [1] Childress L., Walsworth R., Lukin M. Atom-like crystal defects //Physics Today. – 2014. – Т. 67. – №. 10. – С. 38.
- [2] Aslam N. et al. Photo-induced ionization dynamics of the nitrogen vacancy defect in diamond investigated by single-shot charge state detection //New Journal of Physics. – 2013. – Т. 15. – №. 1. – С. 013064.
- [3] Ji P. et al. Multiple-photon excitation of nitrogen vacancy centers in diamond //Physical Review B. – 2018. – Т. 97. – №. 13. – С. 134112.

Entropy- and purity-tailored broadband entanglement of photons generated by vectorial four-wave mixing

N. L. Petrov¹, A. A. Voronin^{1,3,4}, A. B. Fedotov^{1,3,4}, A. M. Zheltikov^{1,2,3,4}

¹ *Physics Department, International Laser Center, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

² *Department of Physics and Astronomy, Texas A&M University, College Station, Texas, USA*

³ *Russian Quantum Center, Skolkovo, Moscow Region, Russia*

⁴ *Kazan Quantum Center, A.N.Tupolev Kazan National Research Technical University, Kazan*

High-dimensional quantum entanglement [1] is a unique resource of quantum technologies that paves the way for an ultrahigh-density information coding in quantum communication [2], quantum computations based on novel quantum logic, a higher precision in quantum phase measurements, enhanced immunity with respect to noise, a higher security in quantum cryptography [3], and new tests of fundamental principles of quantum theory.

Optical fields offer access to a vast phase space of discrete and continuous variables, defining the spatial, temporal, spectral, polarization, and spin modes of photons, thus offering unique solutions for high-dimensional quantum entanglement. Spectral and temporal modes of optical fields enable continuous-variable energy–time entanglement which is ideally suited for efficient high-dimensional information encoding. Unlike entanglement in spatial modes, time- or frequency-bin entanglement is fully compatible with fiber-optic transmission. Moreover, with the aid of four-wave mixing (FWM), such entanglement can be generated in waveguide modes of an optical fiber, ready for use in fiber-optic communication networks.

In this work we present a time-domain Schmidt-mode analysis of a broadband continuous-variable entanglement of photon pairs generated via a vectorial four-wave mixing (FWM) of ultrashort laser pulses in a highly nonlinear birefringent optical fiber. We demonstrate that the time-domain eigenmodes of high-purity two-photon states generated through vectorial FWM can be steered, by varying the pump wavelength and FWM polarization geometry, from a high-purity entangled ket to a high-entropy entangled state in a space of a very high dimensionality. Moreover, this pulse-mode analysis is shown to provide a clear physical perspective on how the entanglement structure of two-photon states builds up as a result

of short-pulse FWM dynamics. This insight reveals a correspondence-type relation between the quantum and classical pictures of photon-pair generation.

With an eye on practical applications, a clear understanding of the temporal profile of pulse modes representing high-purity two-photon states is central to a meaningful shaping of ultrashort photon-packet waveforms for super-resolving microscopy and multiphoton spectroscopy using quantum states of light. The work is supported by RFBR Pr.18-02-01091.

- [1] Z. Xie, T. Zhong, S. Shrestha, X. Xu, J. Liang, Y.-X. Gong, J. C. Bienfang, A. Restelli, J. H. Shapiro, F.N. Wong, and C. W. Wong, *Nat. Photonics* 9, 536 (2015).
- [2] M. Kues, C. Reimer, P. Roztockı, L. R. Cortés, S. Sciara, B. Wetzels, Y. Zhang, A. Cino, S. T. Chu, B. E. Little, D. J. Moss, L. Caspani, J. Azaña, and R. Morandotti, *Nature* 546, 622 (2017).
- [3] M. Huber and M. Pawłowski, *Phys. Rev. A* 88, 032309 (2013).

Исследование перспективных режимов генерации четырехволнового взаимодействия в микроструктурированных волокнах с двулучепреломлением

И.З. Латышов^{1,2}, М.А.Смирнов¹, И.В.Федотов^{1,2,3}, А.М.Жёлтиков^{1,3},
С.А.Моисеев²

¹ Казанский квантовый центр, Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ, Казань, Россия

² Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского. Казань, Россия

³ Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова.

E-mail: bibidey@mail.ru

Экспериментально исследованы спектральные и корреляционные характеристики излучения, генерируемого в процессе четырехволнового взаимодействия в фотонно кристаллическом волокне с двулучепреломлением и нулевой дисперсией на 750 нм при накачке спектрально ограниченными лазерными импульсами. Проанализированы режимы генерации пар фотонов в процессе спонтанного четырехволнового смешения перспективные для генерации факторизованных однофотонных состояний. Экспериментально измерена спектральная интенсивность генерируемых пар фотонов.

Устройства, позволяющие генерировать однофотонные состояния с заданными и стабильными во времени характеристиками, являются основой для большого класса устройств квантовых информационных технологий. Возможность применения однофотонных источников определяется соответствием его характеристик заданным требованиям [1]. Наиболее перспективные применения однофотонных источников связаны с реализацией алгоритмов квантовых вычислений, квантовой памяти, квантовых повторителей, квантовой связи (необходимых для построения масштабируемых квантовых сетей с абсолютной степенью секретности) и других приложений квантовой метрологии и квантовой информатики.

Фотонно-кристаллические волокна (ФКВ) обладают большим потенциалом и широко применяются для генерации коррелированных пар фотонов в процессе СЧВС с помощью спектрально-ограниченных лазерных импульсов [1,2].

На рис. 1 показана блок схема экспериментальной установки. Излучение лазера Coherent Mira перестраивалось по длине волны от 745 до 820 нм для изучения различных режимов ЧВВ. Оптический стретчер на основе дифракционной решетки 600 шт./мм с помощью диафрагмы позволял варьировать спектральную ширину импульса лазера от 1 до 6 нм. Мощность входного в волокно импульса контролировалась с помощью нейтральных светофильтров, поляризация с помощью полуволновой

пластинки. Потери на заведении излучения в МС волокно NL750 PM составляли от 4 до 7 Дб. На выходе из волокна мощность и характеристики импульса накачки контролировались с помощью измерителя мощности и спектрометра.

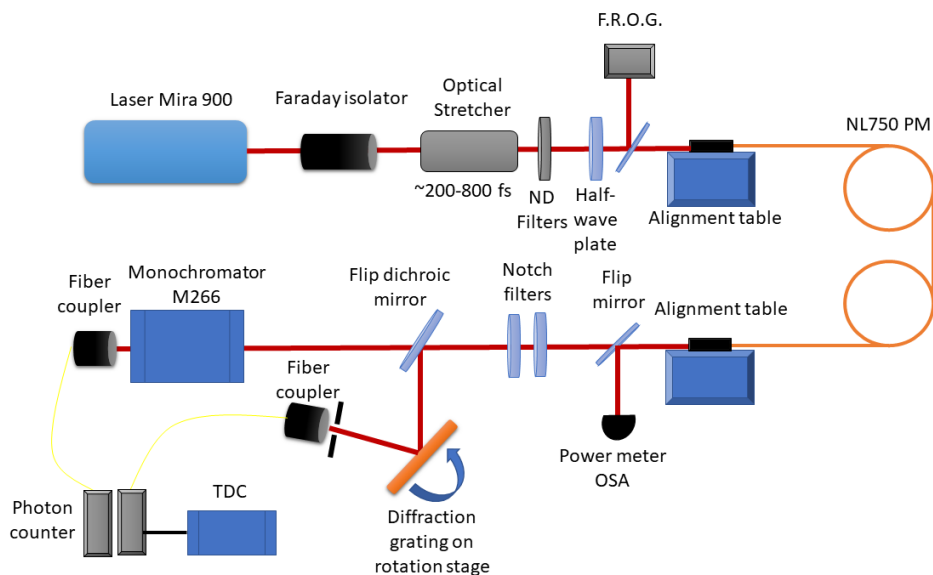


Рис.1. Блок схема экспериментальной установки

Излучение накачки подавляли «нотч» фильтры 808 нм на уровень 65 Дб. Дихроичное зеркало на было установлено таким образом, чтобы при его отсутствии (опущенном положении) излучение во всем спектральном диапазоне анализировалось на монохроматоре M266 с помощью ПЗС линейки. При установленном положении дихроичное зеркало отражает сигнальную длину волны. Далее спектр излучения анализируется с помощью дифракционной решетки на моторизированной поворотной платформе, волоконного каплера и однофотонного детектора. В холостом канале излучение заводится в одномодовое волокно через «прямой порт» монохроматора. Временные корреляции отсчетов анализируются на время цифровом преобразователе TDC. Таким образом, данная экспериментальная установка позволяет измерять спектры сигнальной и холостой волны а так же производить измерение спектральной интенсивности в счете совпадений фотоотсчетов между сигнальным и холостым каналом.

[1]. Migdall A., Polyakov S.V., Fan J., Bienfang J. C. Single-Photon Generation and detection. Experimental Methods in the Physical Sciences. Oxford: Elsevier, 2013.

[2]. Garay-Palmett K. et al. // Optics Express 2007. V. 15(22). P. 14870.

P2

Релятивистские сценарии взаимодействия мощных сверхкоротких лазерных импульсов среднего инфракрасного диапазона с плазменными мишенями

П.Б.Глек¹, А.А.Воронин А.А.^{1,2}, А.М.Желтиков^{1,2,3}

¹ *Физический факультет, Международный учебно-научный лазерный центр, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

² *Российский квантовый центр, Сколково, Московская область, Россия*

³ *Texas A&M University, College Station, Texas, USA*

Сверхбыстрые электронные импульсы предоставляют уникальные возможности для проведения время-разрешенных исследований сверхбыстрой квантовой динамики и структурных трансформаций в газовой, конденсированной и твердой фазах с помощью сверхбыстрой электронной дифракции. Интеграция революционных методов сверхбыстрой дифракции с аттосекундными оптическими импульсами позволит расширить физику сверхбыстрых процессов на исследование ранее неизученных задач путем инициирования и характеристики экстремально быстрой динамики квантовых систем.

Для анализа механизмов генерации аттосекундных импульсов и ускорения электронов проведено суперкомпьютерное моделирование, основанное на численном решении уравнений Максвелла-Власова для лазерно-индуцированной плазмы с использованием 2+3+1-мерного (две пространственные координаты, три координаты импульса частиц и одна временная координата) PIC-кода.

Показано, что нелинейная электродинамика лазерной плазмы позволяет реализовать необычное связанное состояние света и вещества, в котором аттосекундные релятивистские электронные пучки, инжектированные с поверхности индуцированного лазерным излучением плазменного зеркала, синхронизированы с аттосекундными оптическими импульсами, излучаемыми в ходе релятивистского взаимодействия лазерного излучения с плазмой. При центральной длине волны задающего импульса, лежащей в среднем ИК диапазоне, такие цуги связанных аттосекундных электронных и оптических импульсов могут быть сгенерированы лазерными источниками с субтераваттным уровнем пиковой мощности, позволяя расширить области приложений существующих лабораторных

лазерных систем, работающих в среднем ИК диапазоне, на исследования в схеме накачка-зондирование системы электронный пучок – аттосекундный импульс с беспрецедентно высоким временным разрешением.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-32-00782 и Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Эффективность апконверсии люминесценции в водных растворах наночастиц орто-ванадата иттрия допированного иттербием и эрбием

А.Г.Шмелев^{1,2}, И.З.Латыпов^{1,2}, М.А.Смирнов², И.В. Федотов^{2,3,4}

¹ *Лаборатория Фотоники и квантовых технологий, Казанский квантовый центр, КНИТУ-КАИ, Казань, Россия*

² *Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН, Казань, Россия*

³ *Международный лазерный центр Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

⁴ *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Экспериментально установлено, что покрытие наночастиц ортованадата иттрия допированного иттербием и эрбием существенно влияет на люминесценцию в области 540-550 нм даже в высушенном состоянии.

Наночастицы состава $YVO_4:Yb,Er$ были выращены в лаборатории Квантовой оптики в алмазах КФТИ ФИЦ КазНЦ РАН гидротермальным методом [1]. Средний размер частиц составлял 50 нм. В работе использованы частицы без отжига при температуре 1000°C а также отожжённые без защитной кремниевой оболочкой и отожжённые и покрытые защитной кремниевой оболочкой. Растворы наночастиц помещались на предметное стекло и высушивались при комнатной температуре в течении 6 часов. Для регистрации спектров люминесценции использовалось возбуждение на длине волны 980нм лазером Micron Lux мощность лазера 100мВт. Излучение накачки фокусировалось на образце снизу через предметное стекло с помощью объектива 20x (на образец падало примерно 50мВт). Излучение люминесценции наночастиц собиралось 50x объективом NA=0.70 с верхней поверхности предметного стекла, где и находились высушенные наночастицы. Излучение люминесценции отделялось дихроичным зеркалом, накачка после этого фильтровалась фильтром FELH-800. С помощью асферической короткофокусной линзы отфильтрованное излучение накачки заводилось в многомодовое волокно и с помощью микрообъектива 4x выводилось из волокна и фокусировалось длиннофокусной линзой на входной щели монохроматора.

Спектры на рис. 1. получены на монохроматоре SolarLS M266. Экспозиция – 34с, количество кадров усреднения 77, входная щель 400мкм. Из все спектры скорректированы по спектру снятому с чистого предметного стекла.

Яркую люминесценцию (заметную глазом) на длине волны 520-550 нм удалось зарегистрировать только для третьего раствора. Во втором видны некоторые спектральные линии эрбия в области 520-550 нм, но они слабее на два-три порядка. В не отождённых частицах не удалось обнаружить никакой люминесценции. Следует также обратить внимание на люминесценцию в области 650-700 нм, которая оказалась интенсивнее в несколько раз для отождённых частиц без защитной оболочки.

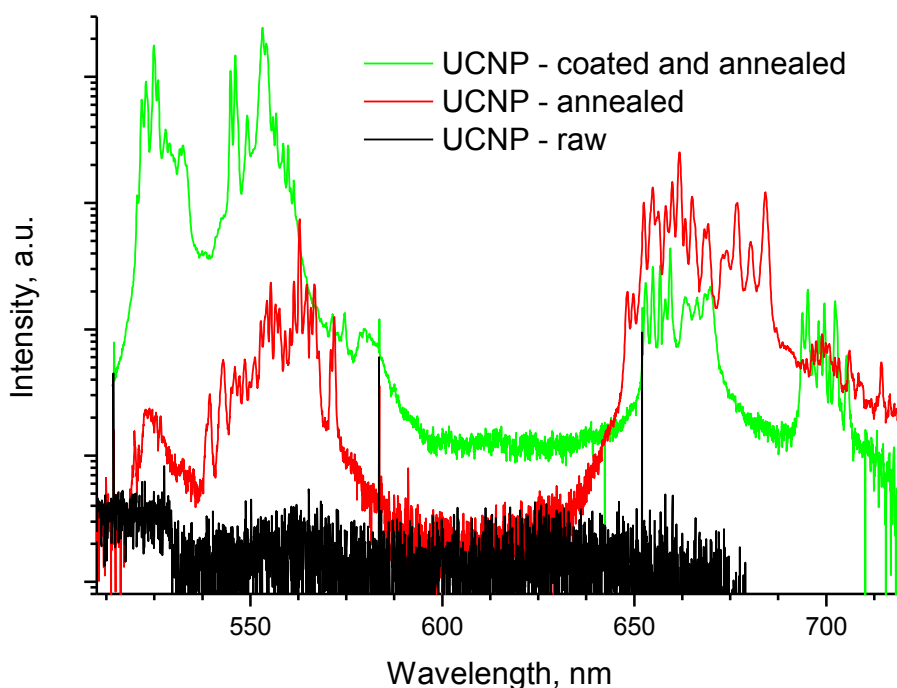


Рис. 1. Спектры люминесценции высушенных растворов наночастиц $\text{YVO}_4:\text{Yb,Er}$

Для выяснения механизмов приводящих к подавлению люминесценции требуются дополнительные исследования.

[1]. D K Zharkov et al 2019 J. Phys.: Conf. Ser. 1283 012015

Fluorescence lifetime measurements of cpYFP-based genetically encoded fluorescent sensor proteins

G.N. Martynov¹, A.A. Lanin¹, A.S. Chebotarev¹, M.S. Pochechuev¹,
D.S. Bilan^{2,3}, D.A. Kotova^{2,3}, A.I. Kostyuk^{2,3}, R.I. Raevskiy^{2,4},
A.B. Fedotov¹

¹ *Physics Department, International Laser Center, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119992, Russia*

² *M. M. Shemyakin and Yu.A. Ovchinnikov Institute of Bioorganic Chemistry, Russian Academy of Sciences, Moscow 117997, Russia*

³ *Pirogov Russian National Research Medical University, Moscow 117997, Russia*

⁴ *Faculty of Biology, Moscow State University, Moscow 119992, Russia*

Genetically encoded fluorescent sensor proteins are widely used in biological studies as a tool to monitor various processes in biological systems and organisms, since the proteins can be made responsive to target analytes. Apart from popular intensimetric and ratiometric readouts of the protein state, other readouts, e.g based on fluorescence lifetime (FL) could be advantageous, although the behavior of FL response may differ significantly from ratiometry.

In this work we present a system for FL measurements by time-correlated single photon counting (TCSPC) [1]. The setup is based on a Ti:Sapphire femtosecond laser used for two-photon fluorescence excitation in NIR range (740-860 nm) and single-photon excitation by using either the second harmonic of Ti:Sapphire pulses generated in BBO crystal (370-430 nm) or broadband supercontinuum (475-900 nm) generated in photonic crystal fiber and filtered out by narrowband filters. The system is equipped with fast single-photon avalanche detector (SPAD) for detecting the fluorescence signal and TCSPC board with 25 ps time bin, providing high sub-nanosecond resolution.

Wide spectral range of excitation light and high temporal resolution make the system suitable for measuring subtle changes of FL in various conditions. In our work we studied the FL behavior of cpYFP-based proteins: HyPer-3 peroxide sensor [2] and SypHer3s pH probe [3]. We acquired pH-dependence of SypHer3s FL, revealed the multiexponential fluorescence decay curves of HyPer-3 and registered its intrinsic FL decrease with peroxide addition. The results of our work may be useful for building FL imaging systems based on studied proteins and further development of sensor proteins tuned for significant FL response.

- [1] Lakowicz J.R., Masters B.R. Principles of Fluorescence Spectroscopy, Third Edition. New York: Springer Science+Business Media, 2006.
- [2] Bilan D.S. et al. HyPer-3: A Genetically Encoded H₂O₂ Probe with Improved Performance for Ratiometric and Fluorescence Lifetime Imaging // ACS Chemical Biology. 2013. 8, № 3. P. 535–542.
- [3] Ermakova Y.G. et al. SypHer3s: a genetically encoded fluorescent ratiometric probe with enhanced brightness and an improved dynamic range // Chemical Communications. 2018. Vol. 54, № 23. P. 2898–2901

Тезисы докладов II Конференции
по фотонике
и квантовым технологиям

Отпечатано в полном соответствии с качеством
предоставленного электронного оригинал-макета

Подписано в печать 13.01.2020 г.
Формат 60x84¹/₁₆. Печатных листов 3,5.
Бумага офсетная, тираж 100. Заказ А-1.

Отпечатано в



г. Казань, ул. Муштари, 11, тел. 259-56-48.
E-mail: meddok2005@mail.ru