

# Широкополосные квантовые состояния света в нановолноводах из ниобата лития

О.А. Ермишев

Казанский национальный  
исследовательский технический  
университет им. А.Н. Туполева  
(КНИТУ-КАИ)  
Казань, Россия  
ermisheff.oleg@yandex.ru

М.А. Смирнов

Казанский национальный  
исследовательский технический  
университет им. А.Н. Туполева  
(КНИТУ-КАИ)  
Казань, Россия  
maxim@kazanqc.org

А.Ф. Хайруллин

Казанский национальный  
исследовательский технический  
университет им. А.Н. Туполева  
(КНИТУ-КАИ)  
Казань, Россия  
albert.captaen@gmail.com

Н.М. Арсланов

Казанский национальный  
исследовательский технический  
университет им. А.Н. Туполева  
(КНИТУ-КАИ)  
Казань, Россия  
narkis@yandex.ru

**Аннотация** — В данной работе предлагается новая конфигурация поперечного сечения нановоловода из ниобата лития, предназначенная для генерации фотонных пар на основе метода спонтанного параметрического рассеяния света (СПР) с обратным наклоном боковых стенок. С помощью численного моделирования было показано, что волновод с такой конфигурацией позволяет создавать двухфотонные квантовые состояния света с шириной спектра ~200ТГц в диапазоне длин волн 900 – 1500 нм.

**Ключевые слова** — Нановоловод, ниобат лития, поперечное сечение, спонтанное параметрическое рассеяния, численное моделирование, двухфотонные квантовые состояния, ширина спектра

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Двухфотонные квантовые состояния уже достаточно давно активно применяются в различных областях науки и техники. Такие свойства как запутанность, временная корреляция [1] позволяют значительно расширить возможности устройств, например, микроскопов [2], систем связи [3], радарных и лидарных систем [4]. Широкое внедрение таких устройств предполагает реализацию их в интегральном масштабе совместно с другими оптическими устройствами [5], что в свою очередь выдвигает требование к созданию нановоловодных источников фотонных пар. Помимо преимуществ, связанных с миниатюризацией и высокой эффективностью нелинейных преобразований, в нановоловодах можно моделировать дисперсионные свойства для проектирования широкополосных источников фотонных пар [6].

В данной работе предлагается новая конфигурация нановоловода на ниобате лития (рис.1 а) для генерации широкополосных фотонных пар. С помощью численного моделирования было показано, что такой волновод может генерировать двухфотонные состояния в ближнем ИК диапазоне с шириной спектра ~200ТГц, что значительно больше значений, представленных в работе [6]. Волновод с обратным наклоном стенок имеет хорошие перспективы для применения в микроскопии биологических объектов [7].

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИСПЕРСИОННЫХ СВОЙСТВ НАНОВОЛОВОДА

### А. Фазовый синхронизм и форма спектра бифотонов

Необходимым условием генерации двухфотонных квантовых состояний (сигнального и холостого фотонов) в нелинейной квантовой оптике является фазовый синхронизм. Форма спектра генерируемого двухфотонного квантового состояния может быть оценена с помощью следующего выражения:

$$\Phi \sim \text{sinc}^2(\Delta k L / 2), \quad (1)$$

где  $\Delta k$  – волновая (фазовая) расстройка между волной накачки, сигнальной и холостой волной,  $L$  – длина волновода вдоль оси  $z$ . Фазовый синхронизм заключается в обеспечении выполнения условия  $\Delta k = 0$ , которое для периодически поляризованного нановоловода описывается следующим выражением:

$$\Delta k = [k(2\omega_0) - 2k(\omega_0) - (2\pi/L)] - 2 \sum_n (\beta_{2n}(\omega_0) / 2n!) * (\Delta\omega / 2)^{2n}, \quad (2)$$

где  $k(\omega) = n_{\text{eff}}(\omega) * \omega / c$  – волновой вектор фундаментальной поперечной моды электрического поля, определяющийся через эффективный показатель преломления  $n_{\text{eff}}(\omega)$ ,  $\omega_0$  – центральная частота генерации бифотонов,  $\Delta\omega$  – частотная расстройка между сигнальным и холостым фотоном,  $\beta_{2n}(\omega_0) = d^{2n} k(\omega) / d\omega^{2n}$  – дисперсия волнового вектора четного порядка,  $n = 1.. \infty$ ,  $L$  – период поляризации структуры волновода. Первое слагаемое выражения (2) обеспечивается равным 0 за счет подбора оптимального значения  $L$ . Таким образом, обеспечение фазового синхронизма для генерации двухфотонных состояний в широкой спектральной полосе обеспечивается за счет правильной подстройки параметров дисперсии (что является производной, связанной с  $n_{\text{eff}}(\omega)$ ) на требуемой частоте генерации состояния и оптимального значения периода поляризации  $L$ .

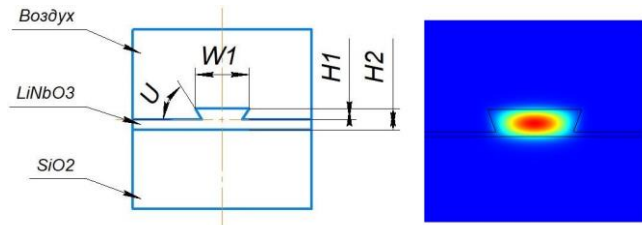


Рис. 1. Слева – структура с указанием материалов и размеров, которые использовались в расчетах, справа – решение волнового уравнения (напряженность электрического поля  $E/m$ ) на длине волны 1010 нм

Параметр  $n_{eff}(\omega)$  может быть получен на основе решения волнового уравнения:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 n^2 \mathbf{E}, \quad (3)$$

где  $\mathbf{E}(x,y,z) = \mathbf{E}(x,y) \cdot \exp(-ikz)$ ,  $n$  – показатель преломления материала.

### Б. Моделирование структуры

Процесс моделирования можно условно разделить на 2 основных этапа: первый этап – построение структуры и решение волнового уравнения (3) в программном пакете Comsol Multiphysics с получением зависимости  $n_{eff}(\omega)$  для структуры с требуемыми геометрическими параметрами, второй этап – вычисление фазовой расстройки и формы спектра генерируемого двухфотонного состояния на требуемой длине волны по формулам (1) и (2).

Для решения волнового уравнения (3) в Comsol использовался инструмент модовый анализ (Mode analysis), позволяющий вычислить параметры одной или множества мод поля на конкретной длине волны для конкретной геометрической структуры.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 представлены кривые дисперсии второго порядка  $\beta_2$  для трех различных значений ширины выступа  $W1$  (слева) и трех значений высоты выступа  $H1$  (справа). Как можно видеть из рисунков, увеличение  $W1$  приводит к смещению кривой дисперсии сначала и вправо, т.е. нули дисперсии смещаются в длинноволновую область. Увеличение  $H1$  (глубины травления) приводит к обратному эффекту – нули дисперсии смещаются в коротковолновую область.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе полученных данных мы определили конфигурацию с наиболее широким спектром. Геометрические параметры конфигурации и полученные спектры на длине волны около 1300 нм показаны на рис. 3. Ширина спектра полученного состояния составила около 200 ТГц, что превосходит результаты, представленные в работе [6], в которых использовалась конфигурация с классическим наклоном боковых стенок. Таким образом, можно сделать вывод, что такой волновод вполне пригоден для экспериментов в двухфотонной биомикроскопии [7], так как показывает

наиболее широкие спектры именно в ближнем ИК диапазоне.

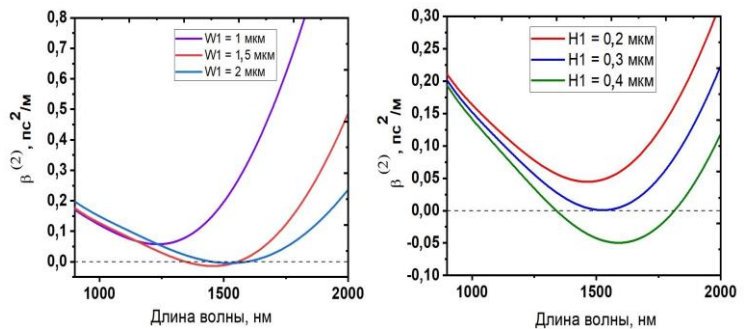


Рис. 2. Зависимость дисперсии второго порядка  $\beta_2$ : слева – от ширины выступа  $W1$ , справа – от высоты выступа  $H1$  при остальных параметрах геометрии –  $U=70^\circ$ ,  $H2=0,6$  мкм

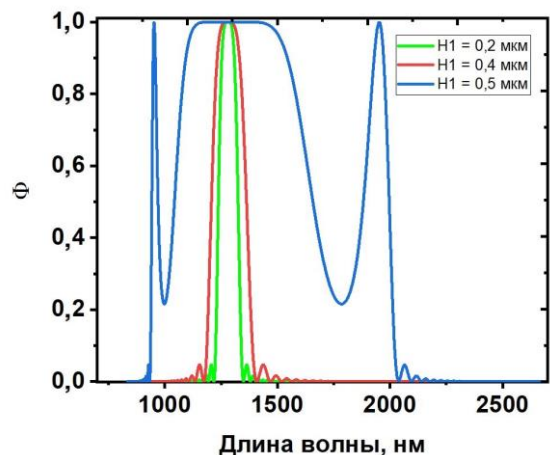


Рис. 3. Спектр двухфотонного состояния на центральной длине волны 1300 нм. Параметры волновода:  $W1=2,1$  мкм,  $U=70$  град.,  $H1=0,2; 0,4; 0,5$  мкм,  $H2=0,6$  мкм,  $L=5$  мм,  $A \approx 3,8$  мкм. Максимальная ширина спектра получается при  $H1=0,5$  мкм и равна примерно 193ТГц

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Migdall, A. Single-photon generation and detection : Experimental methods in the physical sciences /A. Migdall, S. Polyakov, J.Fan, J. Bienfang – Amsterdam : Academic Press, 2013.
- [2] Ono, T. An entanglement-enhanced microscope / T. Ono, R. Okamoto., S. Takeuchi // Nature Communications. – 2013. – Vol. 4(2426). – P. 1–7.
- [3] Bessire, B. Versatile shaper-assisted discretization of energy-time entangled photons / B. Bessire, C. Bernhard, T. Feurer, A.Stefanov // New Journal of Physics. – 2014. – Vol. 16(3). – P. 033017
- [4] Slepian, G. et al. Quantum Radars and Lidars: Concepts, realizations, and perspectives / G. Slepian, S. Vlasenko, D. Mogilevtsev, A. Boag // IEEE Antennas Propag. Mag. –2022.– Vol. 64(1).– P. 16–26.
- [5] Zhu, D. Integrated photonics on thin-film lithium niobate. / D. Zhu, L. Shao, M. Yu, R. Cheng, B. Desiatov, C. Xin, Y. Hu, J. Holzgrafe, S. Ghosh, A. Shams-Ansari, E. Puma, N. Sinclair, C. Reimer, M. Zhang, M. Loncar // Advances in Optics and Photonics. –2021. – Vol. 13(2). – P. 242–352.
- [6] Javid, U. A. Ultrabroadband Entangled Photons on a Nanophotonic Chip / U.A. Javid, J. Ling, J. Staffa, M. Li, Y. He, Q. Lin // Phys. Rev. Lett. – 2021. – Vol. 127(18). – P. 183601.
- [7] Желтиков, А.М. Запутанные фотоны для микроскопии живых систем: за пределами возможного? /А.М. Желтиков, М.О. Скалли //УФН. – 2020. – Т 190, №7. – P.749-761.