

Противонаправленный режим спонтанного параметрического рассеяния в нелинейном волноводе КТiОРО₄ с периодической модуляцией доменной структуры

И.З.Латыпов, А.А.Шухин, Д.О.Акатьев, А.В.Шкаликов, А.А.Калачев

Экспериментально реализован режим противонаправленного спонтанного параметрического рассеяния в кристалле титанила-фосфата калия (КТР) с периодической модуляцией нелинейности. Исследованы корреляционные и спектральные характеристики генерируемых однофотонных состояний.

Ключевые слова: однофотонный источник, спонтанное параметрическое рассеяние, КТР, противонаправленный режим спонтанного параметрического рассеяния.

1. Введение

Источники узкополосных однофотонных и двухфотонных состояний являются важной частью устройств для оптических квантовых вычислений и квантовой связи [1]. В частности, однофотонные волновые пакеты со спектральной шириной от единиц мегагерц до единиц гигагерц могут эффективно взаимодействовать с атомами и атомными ансамблями, а значит могут стать основой для реализации различных протоколов квантовой обработки информации, использующих квантовую память [2]. Перспективный подход к проблеме создания источников узкополосных однофотонных состояний – использование режима противонаправленного спонтанного параметрического рассеяния (СПР) света в нелинейном волноводе [3–5]. Преимущество однофотонных источников, основанных на явлении СПР, заключается в возможности перестройки длин волн в широком диапазоне и возможности генерации чистых однофотонных состояний при комнатной температуре. Корреляция сигнального и холостого полей по числу фотонов позволяет оповещать о наличии фотона на выходе источника за счёт детектирования его партнёра. Уменьшить вклад многофотонных состояний можно с использованием детекторов, разрешающих число фотонов, или за счёт мультиплексирования. Важной особенностью противонаправленного режима СПР является сужение спектра фотона, распространяющегося в обратном по отношению к излучению накачки направлении, и подавление спектральной корреляции между сигнальным и холостым фотоном, которая связана с чистотой однофотонного состояния [3, 4].

Противонаправленный режим СПР позволяет реализовать источник однофотонных состояний с высокой чистотой и со спектральной шириной ~ 1 ГГц при комнатной температуре. Увеличение эффективности генерации возможно при помещении нелинейного волновода в ре-

зонатор [5]. При этом спектральная ширина однофотонного импульса может составлять единицы мегагерц без дополнительной спектральной фильтрации и снижения эффективности условного приготовления фотонов. Наконец, внутрирезонаторный режим противонаправленного рассеяния позволит генерировать различные формы волнового пакета с использованием импульсной лазерной накачки [6].

2. Основные результаты

Волновод КТiОРО₄ с периодической модуляцией доменной структуры (PP КТР производства фирмы AdvR Inc.) создан из кристалла КТР методом ионной имплантации. Область на поверхности кристалла, заполненная атомами рубидия (Rb:КТР, или RTP), имеет больший показатель преломления по сравнению с чистым кристаллом КТР и поэтому формирует планарный волновод. Период модуляции и качество структуры волновода были проверены в серии экспериментов по генерации второй гармоники в лаборатории производителя. На рис.1 представлены изображения сечений в плоскости волноводов, полученные с помощью оптического микроскопа. Градации белого цвета соответствуют концентрации примесных атомов Rb, т.е. отражают фактическую структуру волновода. Профиль показателя преломления вдоль оси z можно представить в следующем виде:

$$n_j(z) = n_j^{\text{КТР}} + \Delta n_j \operatorname{erfc}(-z/z_0), \quad (1)$$

где $j = Y, Z$; $\Delta n_j = n_j^{\text{RTP}} - n_j^{\text{КТР}}$. Найденный средний показатель глубины z_0 составил ~ 8.9 мкм. Длина волновода была равна 7 мм. Эффективные показатели преломления и пространственные профили различных мод были рассчитаны с помощью коммерческого программного обеспечения Comsol Multiphysics. Уравнения Селлмейера для $n_j^{\text{КТР}}(\lambda)$ и $\Delta n_j(\lambda)$ были взяты из работ [7] и [8] соответственно. На рис.2 показан результат моделирования фундаментальных мод исследуемого волновода. Особенности противонаправленного режима СПР в данном волноводе КТР были теоретически проанализированы в [9], в частности были рассчитаны режимы генерации коррелированных пар фотонов, определены спектральные характе-

И.З.Латыпов, А.А.Шухин, Д.О.Акатьев, А.В.Шкаликов, А.А.Калачев. Казанский физико-технический институт им. Е.К.Завойского Казанского научного центра РАН, Россия, 420029 Казань, ул. Сибирский тракт, 10/7; e-mail: bibidey@mail.ru

Поступила в редакцию 7 июля 2017 г.

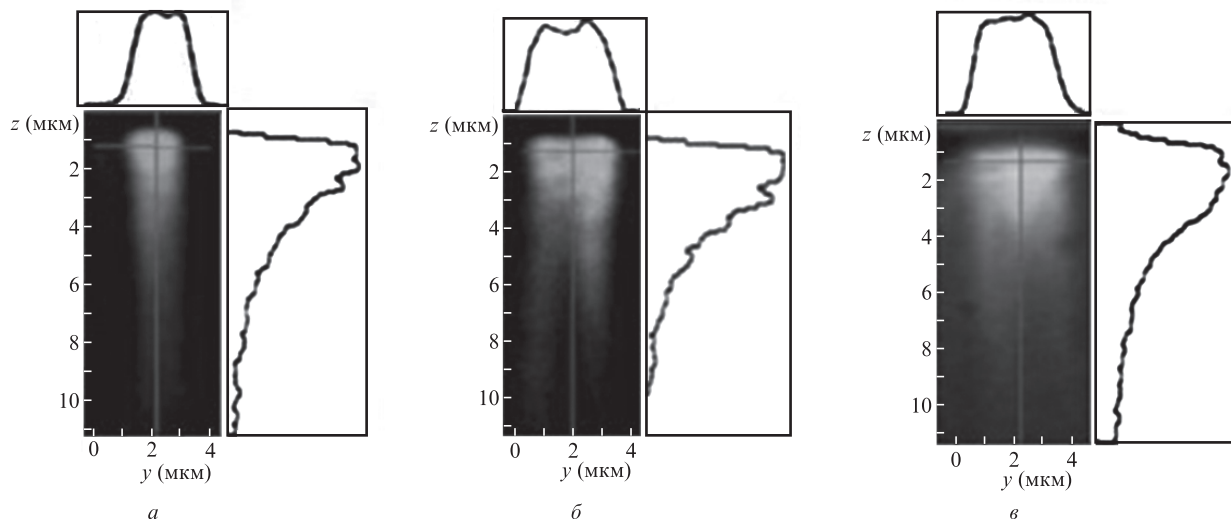


Рис.1. Изображения сечений волноводов, полученные с помощью оптического микроскопа. Градации белого цвета соответствуют концентрации атомов рубидия (иллюстрируют структуру волновода). Сверху и справа от изображений приведены соответствующие профили концентрации. Ширина волноводов составляет 2 (а), 3 (б) и 4 мкм (в).

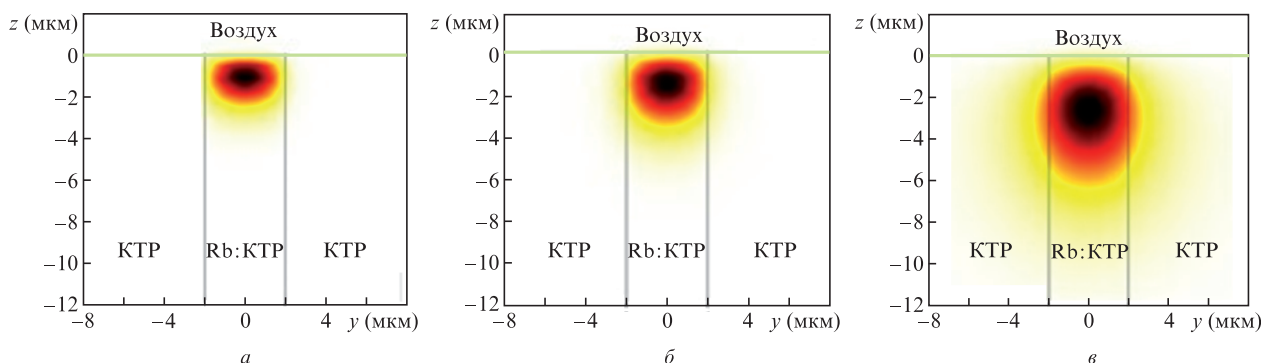


Рис.2. Распределения интенсивности фундаментальных мод волновода для излучения накачки ($\lambda = 532$ нм) (а), сигнального поля ($\lambda = 810$ нм) (б) и холостого поля ($\lambda = 1550$ нм) (в), поляризованных вдоль оси Z ($Z \parallel z$). Ширина волновода составляет 4 мкм.

ристики бифотонного поля и проведено сравнение с сонаправленным режимом в аналогичных волноводах.

Общая схема экспериментальной установки приведена на рис.3. Для накачки волновода РРКТР использовалось излучение импульсного волоконного лазера на длине волны 1064 нм, состоящего из задающего генератора Finium и иттербиевого волоконного усилителя. Средняя мощность была равна 5 мВт, длительность импульса – 100 пс, частота следования импульсов – 18 МГц. Ширина спектра лазерного импульса составляла ~ 5 ГГц. Для получения длины волны накачки 532 нм использовалась параметрическая генерация второй гармоники в нелинейном кристалле НК.

Пучок излучения накачки фокусировался на переднюю поверхность волновода с помощью 10-кратного оптического объектива (числовая апертура 0.25), размеры пучка были подобраны для наиболее эффективного возбуждения фундаментальной моды волновода. Кристалл был помещён в термостабильную печь при температуре 32°C, соответствующей максимальной эффективности генерации СПР. Сигнальное излучение в прямом направлении собиралось 10-кратным объективом и проходило через дихроичное зеркало ДЗ3 (диапазон пропускания 700–1600 нм) и отражательную дифракционную решётку (дисперсия 3.2 нм/мрад) для тонкой спектральной фильтрации. Излучение через волоконный согласователь и од-

номодовое волокно направлялось на работающий в режиме счёта одиночных фотонов диодный лавинный фотодетектор SPCM-AQRH (квантовая эффективность на длине волны $\lambda = 800$ нм примерно 15%). Мощность излучения накачки уменьшалась примерно на 90 дБ с помощью дихроичного зеркала ДЗ3 и дифракционной решётки ДР. В противоположном к излучению накачки направлении ИК излучение проходило через зеркало ДЗ2 и с помощью одномодового волоконного согласователя направлялось на однофотонный детектор Scontel. Данный детектор основан на сверхпроводящих наноструктурах, помещённых в криостат при температуре 2 К, и имеет квантовую эффективность на $\lambda = 1550$ нм примерно 30%, при этом скорость темновых отсчётов составляет ~ 200 Гц. Для измерения временных корреляций отсчётов в прямом и обратном каналах использовался 8-канальный времяцифровой преобразователь ID800 с временем разрешения 81 пс.

Бифотонное излучение, генерируемое в процессе противонаправленного СПР в пятом порядке квазисинхронизма, имеет существенно меньшую интенсивность по сравнению с интенсивностью в случае обычного сонаправленного СПР. Поэтому поиск сигнала СПР потребовал более сильного подавления излучения накачки, различных видов флуоресценции и других засветок. Решение данной задачи выполнялось с использованием дифракци-

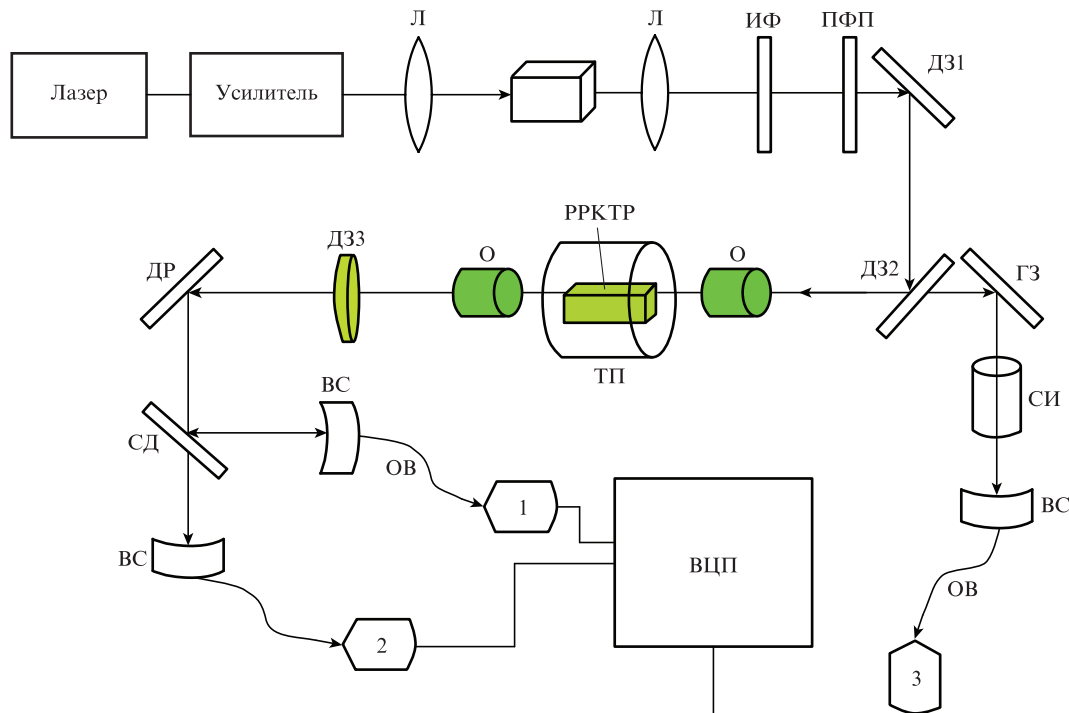


Рис.3. Схема экспериментальной установки:

Л – фокусирующие линзы; НК – нелинейный кристалл для генерации второй гармоники; ДЗ1 – дихроичное зеркало с пропусканием 98% на $\lambda = 1064$ нм и отражением 91% на $\lambda = 532$ нм; ИФ – интерференционный фильтр для излучения накачки на $\lambda = 532$ нм; ПФП – полуволновая фазовая пластинка на $\lambda = 532$ нм; ДЗ2 и ДЗ3 – дихроичные зеркала с пропусканием 95% на $\lambda = 1550$ нм и отражением 91% на $\lambda = 532$ нм; О – объективы с числовой апертурой NA=0.25; ТП – термостабильная печь; ДР – отражательная дифракционная решётка с разрешением 3.2 нм/мрад; СД – неполяризованный светоделитель; ВС – волоконный согласователь (система для ввода излучения в оптическое волокно); ОВ – одномодовое оптическое волокно; 1, 2 – однофотонные детекторы APQRH; ГЗ – глухое зеркало; СИ – сканирующий интерферометр с разрешением 67 МГц и областью дисперсии 12 ГГц; 3 – сверхпроводящий однофотонный детектор; ВЦП – 8-канальный времяцифровой преобразователь ID800 с временным разрешением 81 пс.

онной решётки, настроенной таким образом, что спектральный интервал излучения, попадающего в апертуру волоконного согласователя, составлял 4.5 нм. Настройка на сигнал СПР осуществлялась вращением дифракционной решётки, т.е. сканированием по длине волны. Наиболее интенсивный режим СПР 0-типа соответствовал длинам волн сигнального и холостого фотона 833 и 1470 нм соответственно. Все последующие измерения выполнялись для данного режима.

Для анализа спектра излучения противонаправленного СПР использовались сканирующий резонатор Фабри–Перо SA-210, имеющий спектральное разрешение 67 МГц и область дисперсии 10 ГГц (параметры, определяющие пределы разрешения спектра), а также отражательная дифракционная решётка со спектральным разрешением 25 ГГц (с учётом размера входной диафрагмы согласователя). Теоретическая оценка ширины спектра холостого фотона, распространяющегося в обратном направлении, составила 12 ГГц для волновода длиной 7 мм. В процессе измерения спектра с помощью сканирующего резонатора Фабри–Перо изучалась зависимость скорости счёта фотонов на детекторе 3 (рис.3) от напряжения на пьезоэлементах резонатора (резонансная частота мод резонатора прямо пропорциональна напряжению). При наличии на входе интерферометра Фабри–Перо излучения со спектральной шириной менее 10 ГГц (область дисперсии интерферометра) наблюдался бы пик, значительно превышающий уровень широкополосного шума. Однако в данном случае мы регистрировали сигнал, соответствующий излучению с шириной спектра более 10 ГГц. С другой

стороны, ширина спектра холостого фотона была меньше ширины аппаратной функции дифракционной решётки, т.е. менее 25 ГГц. Таким образом, в эксперименте наблюдалось сужение спектра излучения в противонаправленном режиме СПР по сравнению с сонаправленным режимом СПР примерно на порядок (в сонаправленном режиме при той же длине волновода ширина спектра должна составлять ~ 250 ГГц).

Для измерения корреляционных характеристик генерируемых бифотонных полей использовалась схема интерферометра Хенбери Брауна–Твисса. Световой пучок в сигнальном канале с помощью светоделителя СД разделялся на два пучка, которые направлялись на детекторы 1 и 2 (рис.3). Временные метки электрических импульсов с детекторов 1, 2 и 3 сравнивались на времяцифровом преобразователе, который одновременно считал скорость совпадений отсчётов на детекторах 1 и 2 (R_{12}), 1 и 3 (R_{13}), 2 и 3 (R_{23}). Скорости совместного детектирования фотонов R_{13} и R_{23} пропорциональны скорости генерации пар фотонов, а скорость R_{12} отражает вклад многофотонных состояний. Для точного определения этого вклада необходимо вычислить функцию автокорреляции при нулевой задержке $g_2(0)$, которая определяется следующим выражением [10]:

$$g_2(0) = \frac{P_{12}}{P_1 P_2}, \quad P_{1,2} = \frac{R_{1,2}}{R_t}, \quad P_{12} = \frac{R_{12}}{R_t}, \quad (2)$$

где $R_{1,2}$ – скорости счёта на детекторах 1 и 2; R_t – скорость генерации фотонов, которая определяется путём деления

скоростей счёта в каждом канале на коэффициенты суммарных потерь $\eta_{1,2}$ (включающих в себя потери на каждом оптическом элементе, потери при вводе излучения в оптоволокно, квантовую эффективность детекторов). Скорости счёта на детекторах 1 и 2 связаны через коэффициенты потерь простым соотношением: $R_1\eta_2 = R_2\eta_1$, так что величина R_1 получается одинаковой для обоих каналов, как и следовало ожидать. Для достижения наибольшего числа генерируемых пар фотонов при наименьшем значении функции автокорреляции $g^{(2)}(0)$ была проведена оптимизация по мощности накачки и температуре волновода. В результате при средней мощности накачки 15 мВт и температуре 32 °С были получены следующие значения параметров: $g^{(2)}(0) = 0.012 \pm 0.004$, $R_{13} = 170 \pm 3$ пар/с, $R_{12} = 5 \pm 1$ пар/с, скорость случайных совпадений $R_{rc} = 2 \pm 0.5$ пар/с. Форму автокорреляционной функции в условиях эксперимента измерить было невозможно, т.к. теоретическая ширина корреляционной функции (до 200 пс) была одного порядка со временем разрешения схемы совпадений (80–150 пс). Скорость генерации пар фотонов с учётом потерь в оптической системе составила 63 кГц·мВт. Эффективность оповещения о наличии сигнального фотона определяется как отношение скорости счёта в холостом канале к числу совпадений отсчётов в сигнальном и холостом каналах. В данном эксперименте она была равна $6\% \pm 0.5\%$.

3. Заключение

В настоящей работе был поставлен эксперимент по наблюдению противонаправленного режима СПР в нелинейном волноводе КТР с периодической доменной структурой. Были проведены измерения спектральных и корреляционных характеристик генерируемых однофотонных состояний. Полученные результаты показывают возможность создания узкополосного источника однофотонных состояний на основе противонаправленного СПР.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 14-12-00806.

1. Eisaman M.D., Migdall J., Fan A., Polyakov S.V. *Rev. Sci. Instrum.*, **82**, 071101 (2011).
2. Sangouard N., Simon C., de Riedmatten H., Gisin N. *Rev. Mod. Phys.*, **83**, 33 (2011).
3. Booth M.C., Atatüre M., Di Giuseppe G., Saleh B.E.A., Sergienko A.V., Teich M.C. *Phys. Rev. A*, **66**, 023815 (2002).
4. Christ A., Eckstein A., Mosley P.J., Silberhorn C. *Opt. Express*, **17**, 3441 (2009).
5. Chuu C.-S., Haris S.E. *Phys. Rev. A*, **83**, 061803(R) (2011).
6. Kalachev A.A. *Phys. Rev. A*, **81**, 043809 (2010).
7. König F., Wong F.N.C. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 1644 (2004).
8. Cheng L.K., Cheng L.T., Galperin J., Hotsenpiller P.A.M., Bierlein J.D. *J. Cryst. Growth*, **137**, 107 (1994).
9. Shukhin A.A., Akatiev D.O., Latypov I.Z., Shkalikov A.V., Kalachev A.A. *J. Phys. Conf. Ser.*, **613**, 012015 (2015).
10. Tengner M., Ljunggren D. arXiv:0706.2985v1.