

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования  
«СИБИРСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»  
Институт инженерной физики и радиоэлектроники  
Базовая кафедра «Фотоника и лазерные технологии»

УТВЕРЖДАЮ  
Зав. базовой кафедрой ФилТ  
\_\_\_\_\_ А.Н. Втюрин  
« \_\_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2018 г.

## МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

Исследование корреляционных характеристик фотонов  
в процессе спонтанного параметрического распада

16.04.01 «Техническая физика»  
16.04.01.02 «Оптическая физика и квантовая электроника»

Научный руководитель	_____	доцент, канд. физ.- мат. наук	А.М. Вьюнышев
Выпускник	_____		Б.А. Наседкин
Рецензент	_____	ст. науч. сотр., канд. физ.-мат. наук	А.С. Александровский

Красноярск 2018

## РЕФЕРАТ

Выпускная квалификационная работа по теме «Исследование корреляционных характеристик фотонов в процессе спонтанного параметрического распада» содержит 51 страница текстового документа, 26 иллюстраций, 35 формул, 1 приложение, 23 использованных источника.

СПОНТАННЫЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ РАСПАД,  
КОРРЕЛИРОВАННЫЕ ФОТОНЫ, ФАЗОВЫЙ КВАЗИСИНХРОНИЗМ, БЕТА-БОРАТ БАРИЯ, ТИТАНИЛ ФОСФАТ КАЛИЯ.

Цели: разработка источника коррелированных фотонов в ближнем инфракрасном диапазоне, а также исследование характеристик коррелированных фотонов, генерируемых в процессе спонтанного параметрического распада в условиях первого и второго типов синхронизма.

В работе рассмотрены две различные схемы генерации коррелированных пар фотонов. Проведён анализ эффективности рассматриваемых схем. Исследованы зависимости числа отсчётов и корреляций от мощности излучения. Измерены времена корреляций фотонов, генерируемых в процессе спонтанного параметрического распада. Предложен способ определения времени корреляции при низком временном разрешении регистрирующего оборудования.

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	4
1 Литературный обзор.....	6
1.1 Спонтанный параметрический распад.....	6
1.2 Синхронизм в однородных нелинейных средах.....	8
1.3 Квзисинхронизм и пространственно-модулированные среды.....	10
1.4 Коррелированные и запутанные фотоны.....	12
1.5 Схемы генерации коррелированных фотонов.....	14
2 Неколлинеарная схема.....	19
2.1 Кристалл бета-бората бария.....	19
2.2 Поляризационные характеристики СПР-излучения в кристалле бета-бората бария.....	20
2.3 Временные характеристики излучения, генерируемого в кристалле бета-бората бария.....	26
3 Коллинеарная схема.....	32
3.1 Периодически поляризованный кристалл титанил фосфат калия.....	32
3.2 Поляризационные характеристики СПР-излучения в кристалле титанил фосфат калия.....	36
3.3 Временные характеристики излучения, генерируемого в периодически поляризованном кристалле титанил фосфат калия.....	43
Заключение.....	45
Список использованных источников.....	47
Приложение А.....	50

## ВВЕДЕНИЕ

Спонтанный параметрический распад (СПР) является нелинейно-оптическим эффектом, в результате которого генерируются пары одиночных фотонов, определенные характеристики которых могут проявлять корреляции. Корреляции могут наблюдаться по времени и месту рождения фотонов, спектральной частоте, углу разлёта, поляризации и другим характеристикам. Фотоны, характеристики которых скоррелированы, принято называть – *коррелированными*. Корреляции между фотонами могут быть использованы для получения фантомных изображений [1], в этом случае проявляются корреляции, связанные с углом разлёта. Используя корреляции по частоте, возможно получение увеличенных изображений [2]. Значительная часть свойств генерированных фотонов хорошо описываются классической теорией, что значительно упрощает понимание происходящих процессов. С другой стороны, такие фотоны так же могут проявлять и квантовую природу, так, например, на основе коррелированных фотонов возможно создание запутанных состояний, которые могут быть использованы, например, для шифрования информации при передаче данных [3]. Поскольку такие процессы носят исключительно случайный характер, дешифрация подобных сообщений при отсутствии ключа затруднительна. Другие приложения коррелированных фотонов можно узнать в работах [4–6].

Широкий спектр применения коррелированных фотонов определяет необходимость проектирования и создания источников с требуемыми характеристиками. Целью данной работы является разработка источника коррелированных фотонов в ближнем инфракрасном диапазоне, а также исследование характеристик коррелированных фотонов, генерируемых в процессе спонтанного параметрического распада в условиях первого и второго типов синхронизма. На основе поставленной цели были определены следующие задачи:

- сравнить коллинеарную и неколлинеарную схемы генерации коррелированных фотонов, определить их преимущества и недостатки;

- исследовать поляризационные и временные характеристики коррелированных фотонов при реализации первого типа синхронизма в кристалле бета-бората бария;

- исследовать поляризационные и временные характеристики коррелированных фотонов при реализации второго типа синхронизма в кристалле титанил-фосфат калия.

В дальнейшем, описанные источники планируется использовать для получения квантовых фантомных изображений.

# 1 Литературный обзор

## 1.1 Спонтанный параметрический распад

Одним из ярких явлений нелинейной оптики является спонтанный параметрический распад (СПР), в результате которого рождаются пары фотонов, частоты которых в сумме соответствуют частоте исходного фотона, падающего на квадратично нелинейную среду. Это явление не имеет аналогов в классической “линейной” оптике. Генерируемые в результате спонтанного параметрического распада фотоны принято называть бифотонами. Идея реализации СПР впервые была высказана Д. Клышко в работе [7]. Позднее, СПР был практически одновременно реализован тремя независимыми научными группами [7–9]. Некоторое время спустя, было обнаружено, что свойства бифотонов, генерируемых в процессе СПР, могут найти своё применение в квантовой криптографии, фантомных изображениях, бифотонной спектроскопии и т.д. При этом большинство свойств, присущих бифотонам хорошо описывается классической теорией.

Важнейшим условием реализации СПР в нелинейных средах, является наличие отличной от нуля нелинейной восприимчивости второго порядка. Сам процесс СПР можно представить, как распад фотона с большей энергией на два фотона с меньшими энергиями (Рисунок 1).

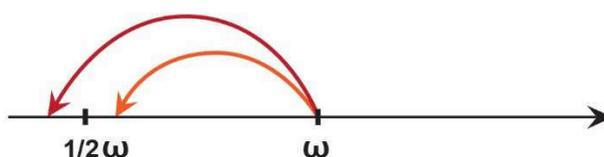


Рисунок 1 – Схема процесса СПР

При этом должен выполняться баланс частот, который так же можно рассматривать как закон сохранения энергии:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i, \quad (1.1)$$

где  $\omega_p$  – частота волны основного излучения (накачки);

$\omega_s$  – частота сигнальной волны и  $\omega_i$  – частота холостой волны.

Для эффективного протекания данного процесса необходимо выполнение условия согласования волновых векторов, которое можно трактовать как закон сохранения импульса:

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i, \quad (1.2)$$

где  $\vec{k}_p, \vec{k}_s, \vec{k}_i$  – волновые векторы накачки, сигнального и холостого излучения, соответственно.

В общем случае, реализация СПР для волн с одинаковой поляризацией невозможна поскольку не будет выполнено условие равенства для волновых векторов (1.2). В данном случае возникает фазовая (волновая) расстройка. Существуют различные способы компенсации фазовой расстройки. Например, компенсировать фазовую расстройку позволяет использование анизотропных кристаллов, для которых показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн излучения различны и меняются в зависимости от направления распространения излучения. Указанный тип согласования волновых векторов получил название – *фазового* или *углового синхронизма*. Различают фазовый синхронизм первого и второго типов. Если синхронизму первого типа соответствуют одинаковые поляризации генерируемых фотонов, то для второго типа поляризации – ортогональны. Использование периодически поляризованных кристаллов [10], даёт возможность осуществить условие (1.2) для указанных типов синхронизма.

## 1.2 Фазовый синхронизм в однородных нелинейных средах

Фазовый синхронизм в однородных нелинейных средах может достигаться за счёт выбора угла, под которым падает излучение на основной частоте и углов распространения генерируемых излучений, участвующих во взаимодействии (1.2). В общем случае, такой тип синхронизма называется *векторным* или *неколлинеарным* (Рисунок 2). При рассмотрении векторного синхронизма волновые векторы, участвующих во взаимодействии волн, можно разложить на продольные и тангенциальные составляющие. В этом случае уравнение (1.2) можно записать в виде:

$$k_p \cos \theta_p = k_s \cos \theta_s + k_i \cos \theta_i \quad (1.3)$$

$$k_s \sin \theta_s = k_i \sin \theta_i, \quad (1.4)$$

где  $\theta_p, \theta_s, \theta_i$  – углы под которыми распространяется накачка, сигнальное и холостое излучения относительно главной оси кристалла.

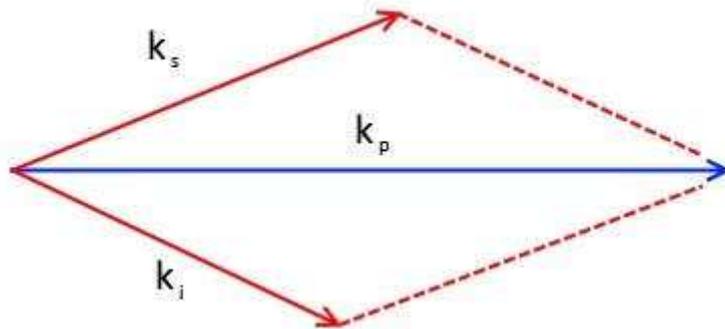


Рисунок 2 – Схематическое изображение векторного синхронизма

Частным случаем углового синхронизма является коллинеарный синхронизм, при котором углы  $\theta_p, \theta_s, \theta_i$  равны нулю. Так же стоит отметить что для случая

вырожденного по частоте (для генерируемых волн с одинаковой поляризацией), углы  $\theta_s, \theta_i$  равны и задают угол раствора конуса, вдоль образующих которого будет распространяться генерируемое излучение.

Для одноосных кристаллов показатель необыкновенной волны зависит от угла поворота кристалла и определяется выражением [11]:

$$n_e(\theta) = n_o \sqrt{\frac{1 + \operatorname{tg}^2(\theta)}{1 + \left(\frac{n_o}{n_e} \operatorname{tg}^2(\theta)\right)^2}}, \quad (1.5)$$

где  $n_o$  – показатель преломления для обыкновенной волны;

$n_e$  – показатель преломления необыкновенной волны для главного направления кристалла;

$\theta$  – угол поворота кристалла.

Пользуясь зависимостью (1.5) можно подобрать такое направление в кристалле, для которого выполняется условие синхронизма.

Для однородных нелинейных сред, существует возможность реализации фазового синхронизма вследствие различия значений показателей преломления для обыкновенной и необыкновенной волн. В таком случае обычно выделяют три типа синхронизма для одноосных кристаллов: нулевой, первый и второй. Данные типы различаются между собой поляризацией волн, участвующих во взаимодействии. Одинаковая поляризация всех волн соответствует нулевому типу (*o-o* или *e-e*). Для первого типа синхронизма характерно различие поляризаций для накачки и генерируемого излучения (*e-o* или *o-e*). При реализации второго типа синхронизма поляризации сигнальной и холостой волн различны (*e-oe*, *e-eo*, *o-oe*, *o-eo*). В зависимости от величины показателей преломления выделяют два типа кристаллов: положительные и отрицательные.

Для положительных кристаллов  $-n_o < n_e$ , для отрицательных  $-n_o > n_e$ . От типа кристалла зависят поляризации волн, участвующих во взаимодействии.

Ещё одним способом компенсации фазовой расстройки, служит изменение температуры кристалла. Однако данная зависимость менее значительна по сравнению с угловой подстройкой и обычно используется для точной подстройки в условия синхронизма. Данные перестроечные зависимости, которые принято называть кривыми синхронизма, являются индивидуальными для каждого кристалла и могут быть получены экспериментально.

### **1.3 Фазовый квазисинхронизм и пространственно-модулированные среды**

Фазовое согласование в процессе спонтанного параметрического распада может быть достигнуто путем использования пространственно-модулированных нелинейных сред. Такие среды получают путём реполяризации однородного сегнетоэлектрического кристалла. Преимуществом данного подхода является возможность изготовления структуры под конкретный нелинейный процесс или несколько процессов одновременно [12].

Можно выделить несколько типов пространственно-модулированных нелинейных сред: периодические, чирпированные и аперидические. Для всех этих структур фазовый квазисинхронизм достигается за счёт компенсации фазовой расстройки вектором обратной решётки. В этом случае условие синхронизма для СПР будет записано следующим образом:

$$k_p = k_s + k_i - \vec{G}, \quad (1.6)$$

где  $\vec{G}$  – вектор обратной решётки.

Для периодических структур вектор обратной решётки выражается через период:

$$G = m \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (1.7)$$

где  $\Lambda$  – период решётки пространственно-модулированной среды;

$m$  – целое число, обозначающее порядок синхронизма.

В отличие от периодических структур, период чирпированных структур является линейной функцией координаты. Чирпированные структуры позволяют получить бифотоны с большей спектральной шириной и предельно малым временем корреляции [13,14]. В работе [15] показана возможность получения широкополосных бифотонных полей в нерегулярных доменных структурах. Основным недостатком указанных сред является невозпроизводимость структуры с заданными характеристиками, а также непредсказуемость спектральных характеристик генерируемых излучений.

При рассмотрении аперидических структур, функция модуляции нелинейной восприимчивости выбирается исходя из необходимости реализации конкретных нелинейно-оптических процессов. Фурье спектры таких структур содержат пространственные гармоники, частоты которых соответствуют волновым расстройкам для рассматриваемых нелинейно-оптических процессов. В работе [16] предложен метод суперпозиции модуляции нелинейности, который позволяет синтезировать нелинейно-оптическую решетку с заданным спектром векторов обратной решетки для одновременной реализации серии нелинейных процессов. Аналитически функцию пространственной модуляции нелинейной восприимчивости можно представить в следующем виде:

$$g(z) = \text{sign}\left(\sum_m^N a_m \sin(G_m z)\right), \quad (1.8)$$

где  $a_m$  – относительная эффективность нелинейности  $m$ -го процесса;

$$G_m = m \frac{2\pi}{\Lambda} - \text{пространственная частота, где } \Lambda_m - \text{эффективный период в}$$

случае регулярной структуры;

$Z$  – координата;

$N$  – число связанных процессов.

Данная функция позволяет произвести расчёт функции модуляции нелинейной восприимчивости и определить последовательность толщин доменов для последующей переполаризации однородной нелинейной среды.

#### **1.4 Коррелированные и запутанные фотоны**

Процесс СПР представляет собой аннигиляцию одного фотона накачки и рождение двух фотонов, сигнального и холостого. Данная пара фотонов представляет собой единый квантовый объект, описываемый одной волновой функцией. Поскольку оба фотона рождены в результате одного процесса, они оказываются скоррелированы по времени рождения, поляризации и углу разлёта. При измерении корреляционной функции второго порядка можно наблюдать корреляцию по времени [17]. Указанная функция может быть получена путём счета совпадений при регистрации событий в зависимости от временной задержки между ними. Обычно, ширина корреляционной функции второго порядка составляет порядка единицы наносекунд и менее. Данную функцию так же можно получить, пользуясь интерферометром Хонга-Оу-Мандела [18], в котором при изменении положения лучеделителя, наблюдается эффект антикорреляции (антигруппировки) коррелированных фотонов. При одновременном приходе на лучеделитель сигнального и холостого фотонов, оба фотона начинают вести себя как единый объект и направляются строго в один из каналов. Указанный эффект демонстрирует квантовую природу бифотонов.

Частным случаем коррелированных фотонов являются запутанные фотоны, которые уже находят применение в квантовой криптографии. Обычно для этих целей используется запутанность по поляризации, под которой понимается неопределённость состояний поляризации фотонов до момента регистрации поскольку в каждом из каналов могут находиться фотоны с обеими поляризациями. Для создания указанных состояний используется либо второй тип синхронизма (при этом детекторы устанавливаются на пути пересечения конусов сигнального и холостого излучения), либо при использовании первого типа синхронизма в двух кристаллах, оптические оси которых скрещены под 90 градусов. В результате генерируются запутанные фотоны, состояния которых описываются как:

$$|\psi\rangle = \frac{|HH\rangle + e^{i\delta}|VV\rangle}{\sqrt{2}} \quad (1.9)$$

для первого типа синхронизма, и

$$|\psi\rangle = \frac{|HV\rangle + e^{i\delta}|HV\rangle}{\sqrt{2}} \quad (1.10)$$

для второго типа синхронизма,

где  $|H\rangle$  и  $|V\rangle$  – горизонтальная и вертикальная поляризации соответственно;

$\delta$  – относительная фаза между полями, генерируемыми в кристалле.

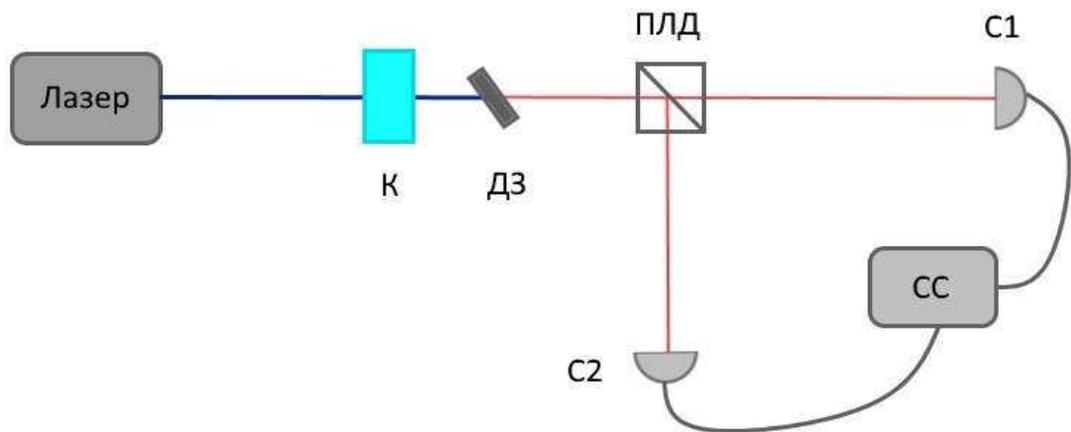
Неопределённость, возникающая при использовании запутанных состояний, используется в технологии распределения квантового ключа. При несанкционированном подключении к каналу связи, регистрируются фотоны из бифотонных пар, в результате нарушаются неравенства Белла, которые контролируются абонентом. Абонент может прервать передачу данных, обнаружив прослушивание. Дополнительно усложняет задачу по незаметному

подключению к линии связи невозможность воспроизведения нарушенных состояний.

## **1.5 Схемы генерации коррелированных фотонов**

Схемы генерации коррелированных пар фотонов можно разделить на два вида, которые различаются геометрией взаимодействия волн, участвующих в рассматриваемом процессе: коллинеарные и неколлинеарные. Каждая из схем имеет свои преимущества и недостатки.

В случае коллинеарных схем, обычно рассматривается второй тип синхронизма. Это связано, прежде всего, с тем, что в случае нулевого или первого типа синхронизма отсутствует возможность разделения сигнального и холостого излучения в случае вырожденной по частоте генерации. Поскольку при втором типе синхронизма сигнальное и холостое излучение имеют различные поляризации, их можно разделить, пользуясь поляризационным лучеделителем (Рисунок 3). Излучение накачки отделяется от сигнального и холостого излучения, как правило, путем использования дихроичного зеркала, которое подбирается таким образом, чтобы излучение накачки отражалось (проходило), а генерируемое излучение проходило (отражалось). Остаточное излучение на основной частоте отфильтровывается полосовым интерференционным фильтром, который также служит для выделения генерируемого излучения в узком спектральном диапазоне. Среди преимуществ данной схемы стоит отметить удобство в юстировке схемы.



К – кристалл в котором реализуется СПР, ДЗ – дихроичное зеркало, ПЛД – поляризационный лучеделитель, С1 и С2 – счётчики фотонов, СС – счётчик числа совпадений

Рисунок 3 – Упрощённая схема коллинеарной генерации фотонов

С другой стороны, в коллинеарной схеме сложно получить запутанные фотоны, однако, в работах [19–21] рассмотрен способ получения запутанных фотонов в коллинеарной схеме при помощи интерферометра Саньяка (Рисунок 4).

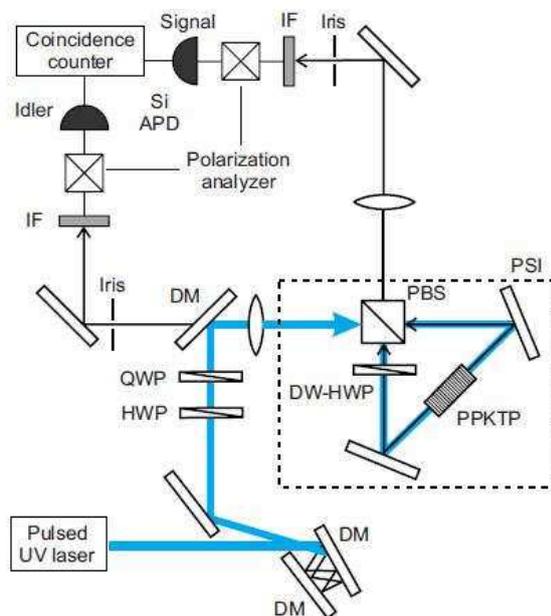
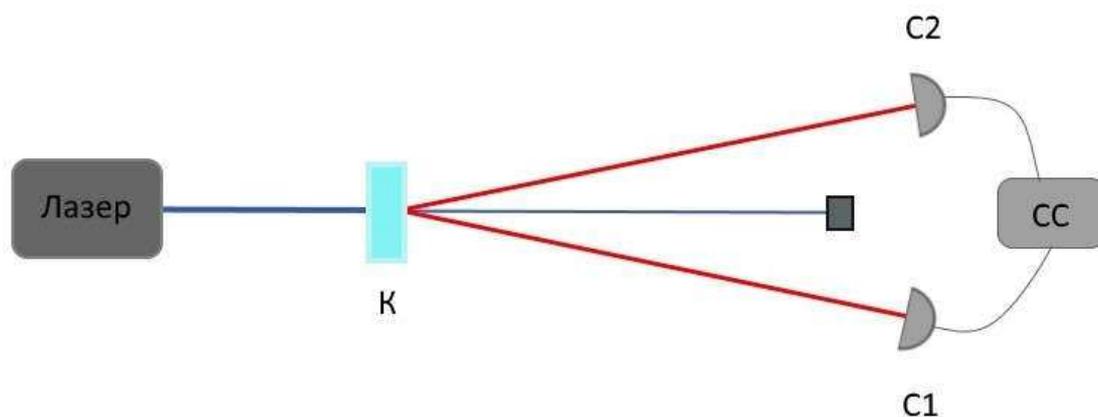


Рисунок 4 – Схема генерации запутанных фотонов с использованием интерферометра Саньяка [21]

На пути излучения устанавливаются полуволновая и четвертьволновая пластины, которые необходимы для обеспечения равенства мощности излучения накачки в обоих плечах интерферометра при разделении накачки поляризационным лучеделителем. Перед интерферометром устанавливается дихроичное зеркало для ввода основного излучения в интерферометр Саньяка и вывода генерируемого излучения из интерферометра. Далее устанавливается линза, которая фокусирует излучение в периодически-поляризованный кристалл, в котором выполняются условия для реализации второго типа синхронизма. Фокусное расстояние линзы подбирается таким образом, чтобы обеспечить установку всех оптических элементов, располагающихся после линзы. Нелинейная среда устанавливается таким образом, чтобы ее центр совмещался с фокальной плоскостью линзы. Генерируемое в нелинейном кристалле излучение направляется на поляризационный лучеделитель. Разделённое излучение распространяется в интерферометре в обоих направлениях. В одном из плеч интерферометра устанавливается полуволновая пластина для длин волн, соответствующих накачке и генерируемому излучению. В результате на выходе из интерферометра, в направлении каждого детектора распространяются фотоны с двумя различными поляризациями, что соответствует запутанности по поляризации. Поляризации одиночных фотонов в обоих каналах не известны до момента их измерения, однако заведомо известно, что они ортогональны. В этом заключаются корреляции состояний поляризации.

Для неколлинеарных схем характерно распространение излучения вдоль образующих конуса, раствор которого определяется условиями синхронизма. В случае первого типа синхронизма, образуется один конус, в котором длинноволновые фотоны распространяются ближе к центру, а коротковолновые фотоны – дальше от центра. Первый тип синхронизма в неколлинеарных схемах используется для генерации коррелированных фотонов (Рисунок 5). Для генерации запутанных фотонов используются две схемы. В первой схеме используются два кристалла одинаковой толщины, в которых реализуется

синхронизм первого типа, при этом, один кристалл поворачивается таким образом, чтобы угол между оптическими осями кристаллов составлял 90 градусов. В результате генерируются фотоны с ортогональными поляризациями, которые распространяются вдоль противоположных образующих конуса.



К – кристалл, в котором реализуется СПР, С1 и С2 – счётчики фотонов, СС – счётчик совпадений

Рисунок 5 – Упрощённая схема неколлинеарной генерации коррелированных фотонов

Другим способом генерации запутанных фотонов, является реализация второго типа синхронизма в нелинейном кристалле. В данном случае генерируются два конуса. При определённых условиях, конусы могут пересекаться. В точках их пересечения будут генерироваться запутанные по поляризации пары фотонов. Так же данную схему можно использовать для генерации коррелированных пар фотонов в случае, когда конусы не пересекаются, а их углы раствора имеют минимальные значения.

## 2 Неколлинеарная схема

### 2.1 Кристалл бета-бората бария

Бета-борат бария (ВВО) представляет из себя отрицательный одноосный кристалл. Основной вклад в эффективную нелинейность для первого типа синхронизма вносит нелинейный коэффициент  $d_{15}$  и  $d_{22}$  – для второго типа синхронизма. Показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн в данном кристалле определялись следующим образом [11]:

$$n_o^2 = 1,46357 + \frac{1,26172}{(1 - 0,01431) \cdot \lambda^2} + \frac{0,00166}{(1 - 30) \cdot \lambda^2} \quad (2.1)$$

$$n_e^2 = 1,40567 + \frac{0,95869}{(1 - 0,01431) \cdot \lambda^2} + \frac{0,00144}{(1 - 30) \cdot \lambda^2}, \quad (2.2)$$

где  $\lambda$  – длина волны в мкм.

В работе использовался кристалл ВВО, вырезанный в направлении синхронизма для генерации второй гармоники при накачке на длине волны 800 нм ( $\theta = 29,3$  град). С целью планирования эксперимента и разработки оптической схемы экспериментальной установки были выполнены расчёты углов, под которыми будут распространяться сигнальная и холостая волны. При фиксированной длине волны накачки (406 нм) для случая, вырожденного по частоте ( $\theta_s = \theta_i, \theta_p = 0$ ) при решении системы уравнений (1.3) и (1.4), были получены зависимости углов распространения сигнальной и холостой волн от угла поворота кристалла. При распространении излучения накачки вдоль направления коллинеарного синхронизма для генерации второй гармоники, в процессе СПР генерируемые бифотоны будут распространяться в том же направлении, а также в других направлениях, для которых выполняются условия синхронизма. С увеличением угла поворота кристалла относительно

оптической оси, углы, под которыми распространяются бифотоны, также будут увеличиваться. На рисунке (Рисунок 6) показана зависимость угла разлета бифотонов (вырожденных по частоте) от угла поворота кристалла ВВО, вырезанного для коллинеарной генерации второй гармоники.

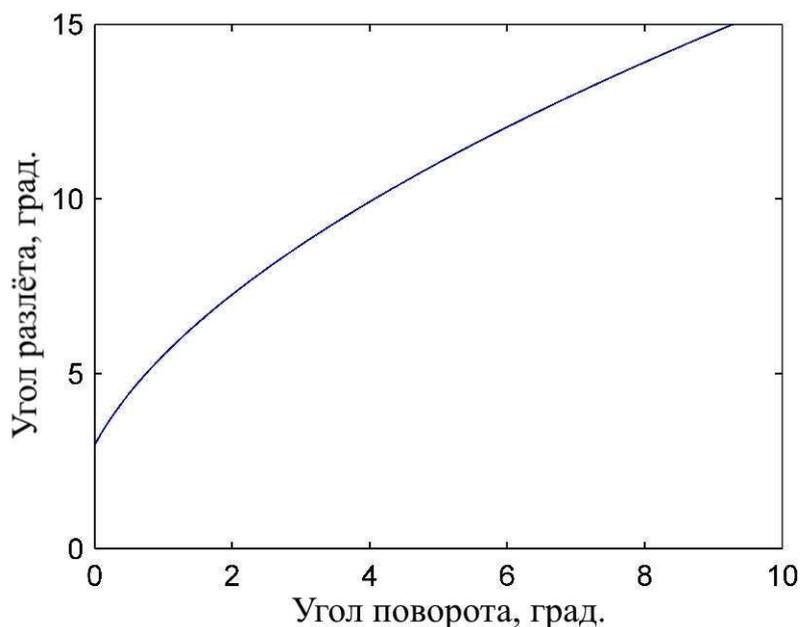


Рисунок 6 – Зависимость угла разлета бифотонов от угла поворота кристалла

Расчетная зависимость использовалась для планирования эксперимента. Поскольку излучение, генерируемое в результате СПР достаточно слабое, использовался вспомогательный юстировочный лазер, излучение которого разделялось на две равных части и направлялось на кристалл. Излучение вспомогательного лазера направлялось таким образом, чтобы оба пучка пересекались внутри кристалла под углом около 6 градусов.

Далее, пользуясь расчётной зависимостью, угол поворота кристалла выставлялся таким образом, чтобы образующие конуса, сформированного СПР фотонами, совмещались со вспомогательными пучками. В результате выполненной юстировки удалось зарегистрировать одиночные фотоны, генерируемые в процессе СПР.

## 2.2 Поляризационные характеристики СПР-излучения в кристалле бета-бората бария

В данном разделе будут рассмотрены поляризационные характеристики генерируемых излучений для кристалла бета-бората бария, вырезанного под углом синхронизма 29,3 град. Угол раствора конуса генерируемого излучения составлял порядка 6 градусов. Толщина образца составляла 1 мм. Упрощённая схема детектирования генерируемых фотонов представлена на рисунке 7:

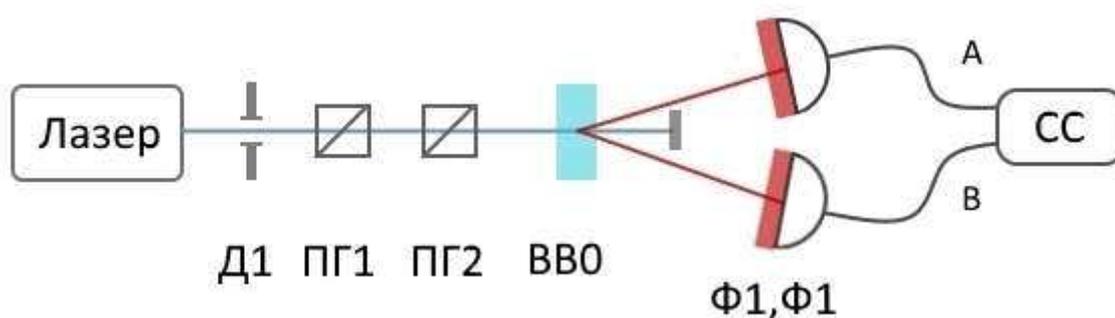


Рисунок 7 – Схема регистрации СПР излучения

В качестве источника излучения накачки использовался полупроводниковый лазер, генерирующий излучение с центральной длиной волны около 405 нм и полной шириной спектра около 1 нм. Излучение лазера направлялось на кристалл бета бората бария. На выходе из кристалла были установлены два интерференционных фильтра ( $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$ ) с максимумом пропускания на длине волны 800 нм и полосой пропускания 40 нм (FB800-40, Thorlabs Inc.), предназначенных для фильтрации излучения накачки. Генерируемое излучение фокусировалось линзой Л с фокусным расстоянием 5 см на профилометр пучка Newport LBP-1 (БП), перед которым дополнительно были установлены световые фильтры КС-18 и КС-19 ( $\Phi_3$ ,  $\Phi_4$ ). Схематическое изображение картины распределения интенсивности СПР излучения показано на рисунке 8.

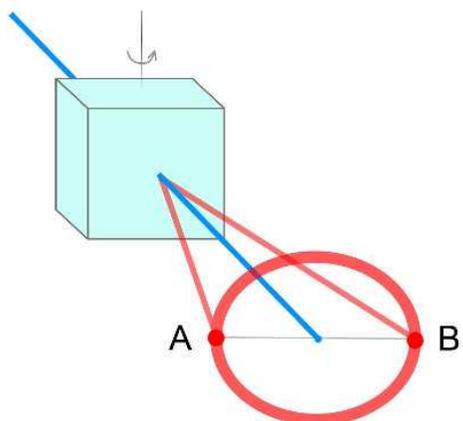


Рисунок 8 – Схематическое изображение СПР в нелинейной среде

На рисунке 9 (а-г) показано измеренное пространственное распределение интенсивности СПР-излучения, генерируемого в кристалле ВВО для серии углов поворота кристалла в горизонтальной плоскости. Измеренная пространственная зависимость интенсивности СПР-излучения демонстрирует радиальное распределение. При повороте кристалла в сторону уменьшения полярного угла  $\theta$  увеличивается угол отклонения СПР-излучения относительно направления распространения излучения накачки.

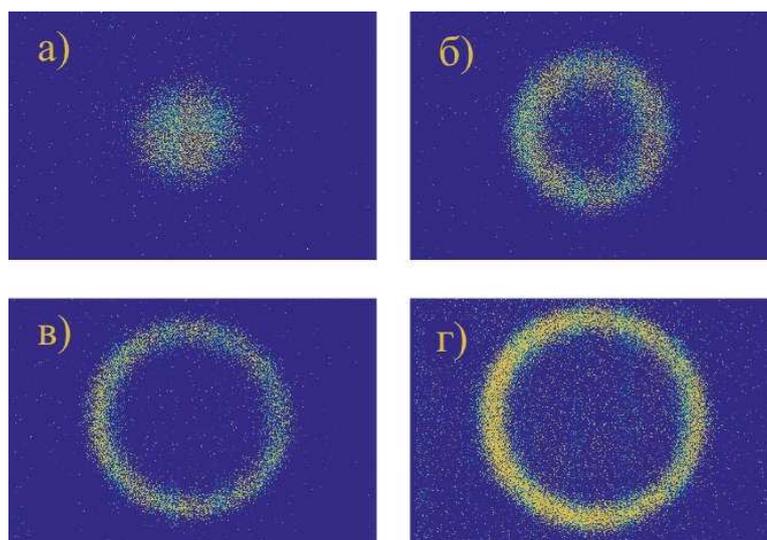


Рисунок 9 – Измеренное пространственное распределение интенсивности СПР-излучения для различных углов поворота кристалла: а) 0.2 град., б) 0.5 град., в) 0.8 град., г) 1.2 град.

Для изучения поляризационных характеристик излучений, участвующих в процессе СПР, использовались призмы Глана, которые устанавливались либо перед кристаллом ВВО, либо непосредственно в каналы А и В. В первом случае, призмы были установлены перед кристаллом для изменения мощности излучения накачки путем поворота первой призмы GP1 (Рисунок 10).

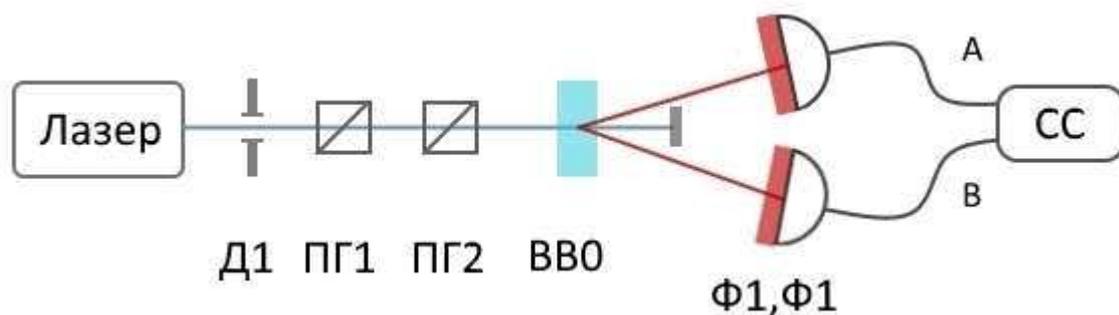
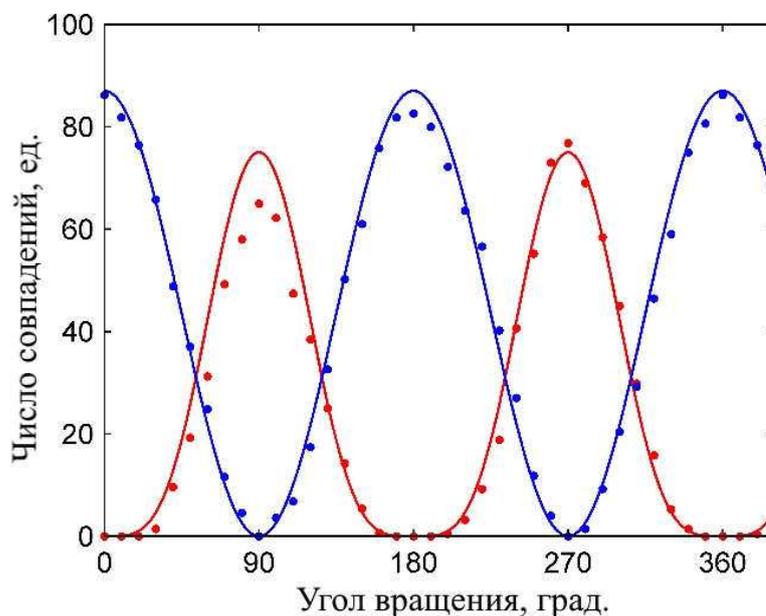


Рисунок 10 – Схема детектирования коррелированных фотонов

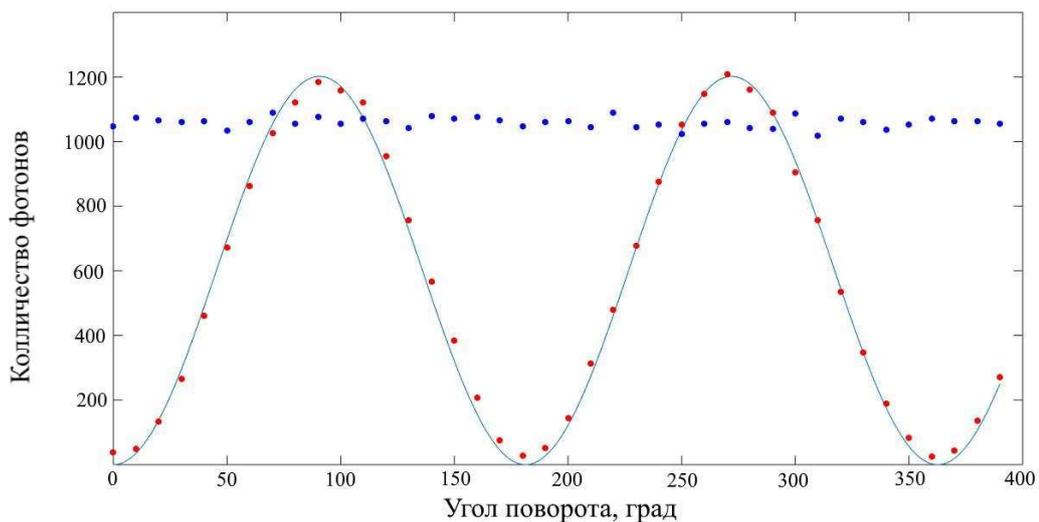
Во втором случае, призма GP1 устанавливалась в один из каналов (А или В). Кристалл был закреплен с помощью держателя, который позволял изменять угол его поворота в полярной плоскости относительно падающего излучения накачки. Генерируемое СПР-излучение фокусировалось с помощью объективов в одномодовое оптоволокно, соединённое с модулями счёта фотонов SPCM-AQR-14-FC (Excelitas Technologies) на основе кремниевых фотодиодов с квантовой эффективностью 60% на длине волны 810 нм. В соответствии со спецификацией максимальное количество темновых отсчетов используемых модулей не превышает 100 отсчетов в секунду. Электрические сигналы с счетчиков регистрировались с помощью осциллографической платы PXI-5122 (National Instruments) и обрабатывались в программной среде LabView (National Instruments), в которой была реализована процедура счёта числа совпадений событий (отсчетов) в обоих каналах. Частота дискретизации осциллографической платы составляла 100 МГц (соответствующее временное разрешение –  $b = 10$  нс). Перед объективами помещались интерференционные фильтры FB800-40. На рисунке 11 приведена зависимость числа

коррелированных фотонов при установке призмы Глана перед кристаллом (красные точки), а также в одном из каналов (синие точки).



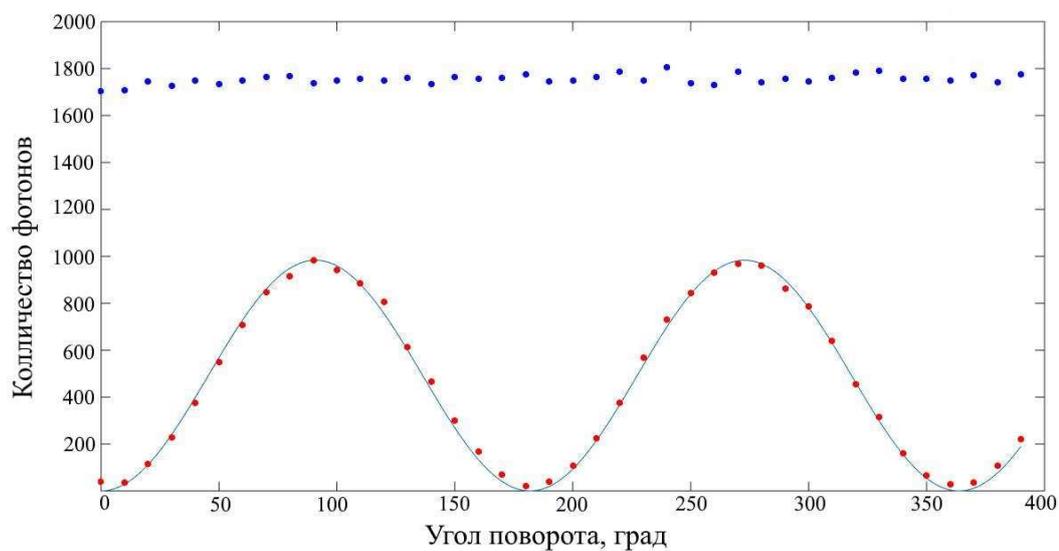
Красные точки – измеренные значения при установке призмы Глана перед кристаллом, синие точки – измеренные значения при установке призмы Глана в одном из каналов  
Рисунок 11 – Зависимость степени корреляции регистрируемых фотонов от угла поворота призмы Глана

Полученные зависимости смещены друг относительно друга на половину периода. Это свидетельствует о том, что плоскость поляризации сигнальных и холостых фотонов ортогональна поляризации излучения накачки. При установке призмы Глана перед произвольным каналом регистрации, зависимость степени корреляции от угла поворота поляризатора хорошо описывается функцией  $\sin^2(\varphi)$ , что соответствует изменению мощности в результате вращения призмы Глана (Рисунок 12, 13).



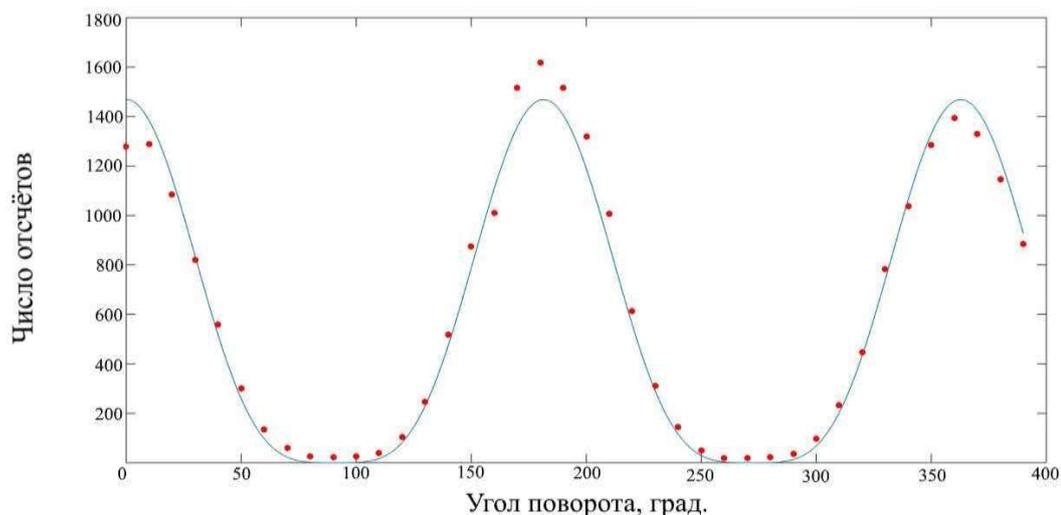
Красные точки – измеренные значения в канале В, синие точки – измеренные значения в канале А, голубая кривая –  $\sin^2(\varphi)$

Рисунок 12 – зависимость числа отсчётов в каждом из каналов от угла поворота призмы Глана, установленной в канале Б



Красные точки – измеренные значения в канале А, синие точки – измеренные значения в канале В, голубая кривая –  $\sin^2(\varphi)$

Рисунок 13 – Зависимость числа отсчётов в каждом из каналов от угла поворота призмы Глана, установленной в канале А



Красные точки – измеренные значения, синяя кривая –  $\cos^4(\varphi)$

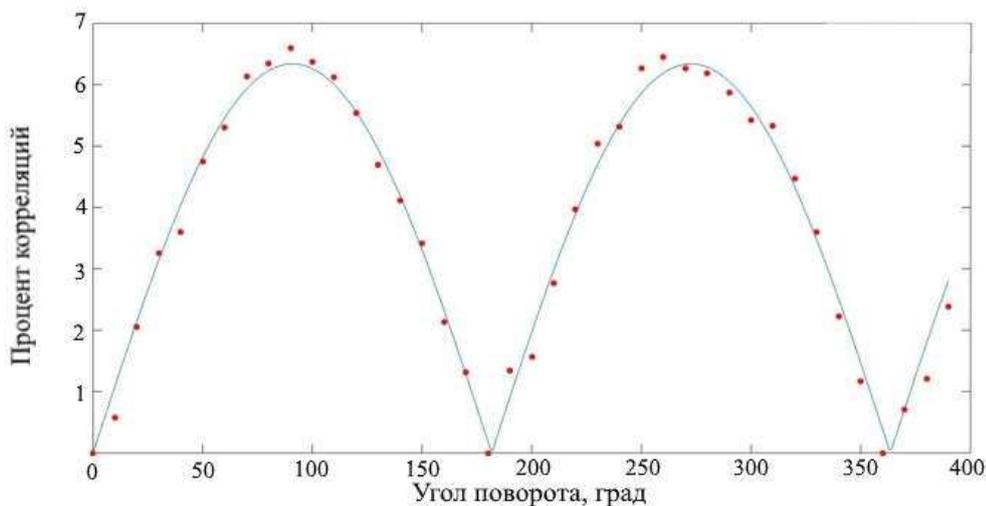
Рисунок 14 – Зависимость числа отсчётов от угла поворота призмы, установленной перед кристаллом

Аналогично, для случая, когда призма Глана была установлена перед кристаллом, полученная зависимость описывалась функцией  $\cos^4(\varphi)$  (Рисунок 14). В данном случае, это связано с тем, что при прохождении через призму Глана плоскость поляризации основного излучения на выходе из призмы зависит от угла поворота призмы. Вследствие этого, необходимо рассматривать поляризацию накачки, падающую на кристалл, как суперпозицию двух ортогональных поляризаций. Необходимая для выполнения условий синхронизма поляризация изменялась по закону  $\cos^2(\varphi)$ . В результате интенсивность до кристалла изменяется по закону  $\cos^2(\varphi)$  при этом плоскость поляризации излучения, падающего на кристалл, так же вращается. Во взаимодействии участвует только часть излучения с соответствующей поляризацией, поэтому интенсивность сигнального и холостого излучения описываются  $\cos^4(\varphi)$ . Разность между максимумами кривой для значений углов поворота  $90^\circ$  и  $270^\circ$ , по-видимому, связана с прецессией основного пучка в результате вращения призмы Глана. Степень корреляции определялась следующим образом:

$$\eta = AB / \sqrt{A \cdot B}, \quad (2.3)$$

где  $A$ ,  $B$  – количество событий, зарегистрированных в каналах  $A$  и  $B$ , соответственно;

$AB$  – количество совпадений отсчетов в каналах.



Красные точки – измеренные значения, синяя кривая –  $|\sin(\varphi)|$

Рисунок 15 – Зависимость степени корреляции от угла поворота призмы

На рисунке 15 представлена зависимость, процента корреляций от угла поворота призмы. Видно, что точки, полученные в результате измерений, хорошо описываются кривой, которую можно получить при рассмотрении уравнения (2.3). Для этого необходимо принять значение  $A$  как функцию  $a \cdot \sin^2(\varphi)$ , где  $a$  – константа. Аналогично значение  $AB$  будет иметь вид  $b \cdot \sin^2(\varphi)$ , где  $b$  – константа. Значение  $B$  принимается за постоянную величину. Данные описания соответствуют графикам, представленным на рисунке 15. При подстановке данных значений в формулу (2.3) и последующих преобразованиях возможно показать, что данная зависимость будет иметь вид  $c \cdot |\sin(\varphi)|$ , где  $c$  – константа.

### 2.3 Временные характеристики излучения, генерируемого в кристалле бета-бората бария

В среде LabView была реализована схема регистрации одиночных фотонов в каналах, а также процедура счета числа совпадений событий (отсчетов) на основе осциллографической платы PXI-5122 (National Instruments). Регистрация совпадений отсчетов соответствует детектированию коррелированных фотонов. В ходе измерений непрерывно регистрировались события в течение 20 мс, что при опросе на частоте 100 МГц эквивалентно  $2 \cdot 10^6$  отсчетам. На Рисунке 16 приведено усредненное по 10 выборкам распределение количества совпадений отсчетов в зависимости от разности времен регистрации событий в двух каналах. Видно, что значительная часть коррелированных фотонов находится в пределах временного интервала  $b = 10$  нс, который определяется частотой опроса. Низкое временное разрешение не позволило разрешить временное распределение более детально. Таким образом, время корреляции может быть оценено сверху значением – 10 нс.

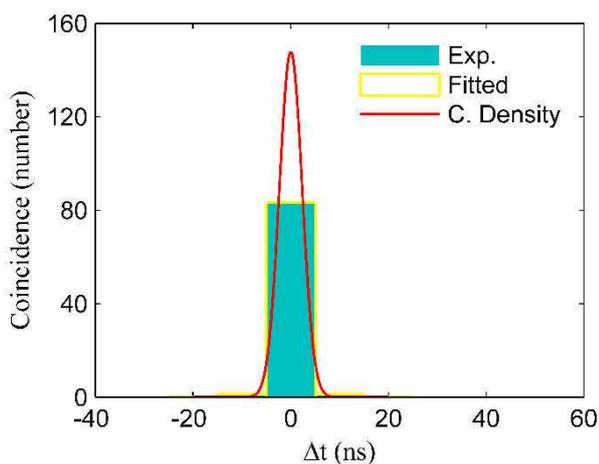


Рисунок 16 – Временное распределение числа совпадений событий.

Принимая во внимание тот факт, что статистика коррелированных фотонов подчиняется нормальному распределению, позволяет нам уточнить время корреляции фотонов. С этой целью было рассчитано распределение

числа совпадений в зависимости от задержки между отдельными отсчетами. Нормированная функция плотности распределения числа совпадений (Рисунок 17) имеет вид:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} A \cdot \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right) dt = A\tau\sqrt{\pi}, \quad (2.4)$$

где  $2\tau$  – время корреляции;

$A$  – нормировочный коэффициент.

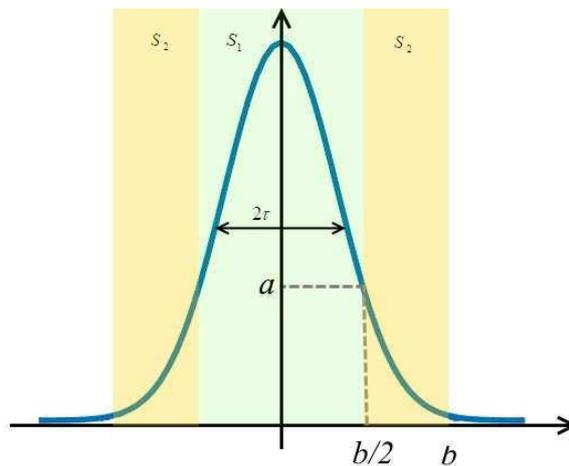


Рисунок 17 – Вид функции, описывающей распределение совпадений

С другой стороны, дискретное распределение числа корреляций по отдельным интервалам времени может быть представлено в виде:

$$\sum_{m=1}^N bn_m = bN, \quad (2.5)$$

где  $b$  – заданный временной промежуток;

$n_m$  – количество отсчётов в  $m$ -том промежутке;

$N$  – общее число отсчётов.

Из эквивалентности двух подходов находим константу  $A = bN / \tau\sqrt{\pi}$  в выражении (2.4). Таким образом, распределение числа совпадений описывается функцией  $A \cdot \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right)$ . Пользуясь данной функцией, выразим время корреляции  $\tau$  через  $b$  следующим образом:

$$\tau = \frac{b}{2\sqrt{\ln\left(\frac{A}{a}\right)}}, \quad (2.6)$$

где  $a$  – значение функции распределения, соответствующее  $b$ .

Общую вероятность временного распределения числа совпадения событий можно записать как сумму вероятностей для трёх временных промежутков:

$$S = S_1 + S_2 + S_\infty, \quad (2.7)$$

где  $S_1$  – вероятность совпадения в промежутке 0-10нс;

$S_2$  – вероятность совпадения в промежутке 10-20 нс;

$S_\infty$  – вероятность совпадения в промежутке от 20нс до бесконечности.

Ограничимся рассмотрением двух интервалов  $S_1$  и  $S_2$ , исходя из предположения, что количество совпадений вне временного промежутка в 20 нс пренебрежимо мало, тогда формулу (2.7) можно переписать в виде:

$$S = S_1 + S_2 \quad (2.8)$$

Найдём значения функций распределения для временного промежутка  $S_1$ :

$$S_1 = 2 \int_0^{\frac{b}{2}} A \cdot \exp\left[-\frac{t^2}{\tau^2}\right] dx = B \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{b}{2\tau}\right) \quad (2.9)$$

Аналогично найдём значение для временного промежутка  $S_2$ :

$$S_2 = 2 \int_0^b A \cdot \exp\left[-\frac{t^2}{\tau^2}\right] dx - 2 \int_0^{\frac{b}{2}} A \cdot \exp\left[-\frac{t^2}{\tau^2}\right] dx = B \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{b}{\tau}\right) - B \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{b}{2\tau}\right) \quad (2.10)$$

Предположим, что отношение числа совпадения для данных промежутков равно отношению вероятностей совпадений в данных временных промежутках:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{S_2}{S_1} \quad (2.11)$$

Воспользовавшись формулами (2.9) и (2.10), получим:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\operatorname{erf}(b/\tau)}{\operatorname{erf}(b/2\tau)} - 1, \quad (2.12)$$

где  $N_1$ ,  $N_2$  – число совпадений в интервалах времени 0-10 нс и 10-20 нс соответственно;

$\operatorname{erf}(x)$  – функция ошибок.

При выводе выражения (2.12) предполагалось, что число истинных совпадений при отстройках от максимума, превышающих единичный интервал  $b$ , пренебрежимо мало. Из экспериментального распределения (Рисунок 14) с учетом исключения фонового сигнала, отношение числа совпадений в

рассматриваемых интервалах времени составляет  $N_1 / N_2 \approx 0,0324$ . Выражение (2.12) дает указанное значение  $N_1 / N_2$  при значении времени корреляции  $2\tau \approx 6,6$  нс.

Так же время корреляции определялось при помощи время-цифрового преобразователя qTau (qTools), с временным разрешением порядка 82 пкс. Измеренное время корреляции составило порядка 0,7 нс. Предполагается, что большое различие между аппроксимированным временем и измеренным, связано с малым числом обработанных данных. Ограничение на количество данных накладывала аппаратура, возможности которой не позволяли записать большее число измерений.

### 3 Коллинеарная схема

#### 3.1 Периодически поляризованный кристалл калий титанил фосфата

В случае коллинеарной схемы использовался периодически поляризованный кристалл титанил фосфата калия (РРКТР), в котором реализуется СПР в условиях квазисинхронизма II-типа. Образец имел размеры  $1 \times 3 \times 10$  мм<sup>3</sup>, соответственно вдоль направлений  $Y, X, Z$  (Рисунок 18). Период кристалла составляет 10 мкм. Кристалл титанил фосфата калий (КТР) представляет из себя двухосный кристалл, показатели преломления для которого можно найти с помощью [11]:

$$n_x^2 = 3,0067 + \frac{0,0395}{\lambda^2 - 0,04251} - 0,01247 \cdot \lambda^2 \quad (3.1)$$

$$n_y^2 = 3,0319 + \frac{0,04152}{\lambda^2 - 0,04586} - 0,01337 \cdot \lambda^2 \quad (3.2)$$

$$n_z^2 = 3,3134 + \frac{0,05694}{\lambda^2 - 0,05841} - 0,016713 \cdot \lambda^2, \quad (3.3)$$

где  $\lambda$  – длина волны в мкм.

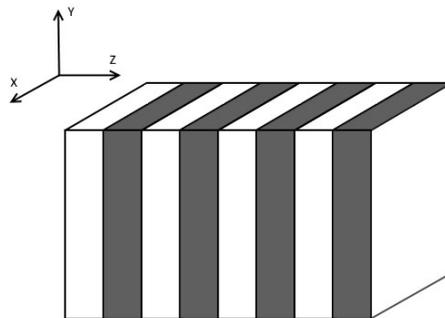


Рисунок 18 – Расположение плоскостей РРКТР

Показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн для различных плоскостей будут вычисляться следующим образом:

$$n_o = n_z \quad (3.4)$$

$$n_e = n_y \sqrt{\frac{1 + \operatorname{tg}^2(\varphi)}{1 + \left(\frac{n_y}{n_x} \operatorname{tg}(\varphi)\right)^2}}, \quad (3.5)$$

где  $\varphi$  – угол под которым накачка падает на плоскость  $XY$ ;

$$n_o = n_x \quad (3.6)$$

$$n_e = n_y \sqrt{\frac{1 + \operatorname{tg}^2(\theta)}{1 + \left(\frac{n_y}{n_z} \operatorname{tg}(\theta)\right)^2}}, \quad (3.7)$$

где  $\theta$  – угол под которым накачка падает на плоскость  $YZ$ .

Далее будем рассматривать кристалл в плоскости  $XY$ , при этом угол  $\varphi = 0$ .

При этом уравнения (3.4, 3.5) можно привести к виду:

$$n_o = n_z \quad (3.8)$$

$$n_e = n_y \quad (3.9)$$

В данном случае кристалл КТР можно рассматривать как положительный одноосный кристалл. Известно, что для положительного одноосного кристалла второй тип синхронизма реализуется при взаимодействии  $e$ - $e_o$  типа. Это означает, что накачка будет иметь необыкновенную поляризацию, сигнальная волна так же будет иметь необыкновенную поляризацию, а холостая волна – обыкновенную. В то же время для обычного кристалла КТР, реализация синхронизма II типа невозможна. Однако существует возможность компенсировать волновую расстройку в кристалле используя периодически

поляризованный кристалл КТР за счёт вектора обратной решётки. Для случая, когда волновые векторы сонаправлены и лежат в одной плоскости, уравнение синхронизма (1.5) принимает следующий вид:

$$\vec{k}_p^e = \vec{k}_s^e + \vec{k}_i^o + |\vec{G}|, \quad (3.10)$$

где  $|\vec{G}|$  – модуль вектора обратной решётки;

$k_p^e$  – волновой вектор излучения накачки с необыкновенной поляризацией;

$k_s^e$  – волновой вектор сигнального излучения с необыкновенной поляризацией;

$k_i^o$  – волновой вектор холостого излучения с обыкновенной поляризацией.

Данное условие накладывает ограничения на возможность генерации сигнального и холостого излучения на определённых длинах волн. Так же некоторые ограничения накладывает использованное оборудование. Поскольку перед детекторами устанавливаются узкополосные фильтры с максимумом пропускания вблизи 810 нм и полосой пропускания 10 нм.

Существует возможность перестройки излучения за счёт нагрева или охлаждения кристалла. Согласно работе [22], температурные зависимости показателей преломления для кристалла КТР в широком диапазоне длин волн можно представить в следующем виде ( $\lambda$  в мкм):

$$\frac{dn_x}{dT} = \left( \frac{0,1717}{\lambda^3} - \frac{0,5353}{\lambda^2} + \frac{0,8416}{\lambda} + 0,1627 \right) \cdot 10^{-5} \quad (3.11)$$

$$\frac{dn_y}{dT} = \left( \frac{0,1997}{\lambda^3} - \frac{0,4063}{\lambda^2} + \frac{0,5154}{\lambda} + 0,5425 \right) \cdot 10^{-5} \quad (3.12)$$

$$\frac{dn_z}{dT} = \left( \frac{0,9221}{\lambda^3} - \frac{2,922}{\lambda^2} + \frac{3,6677}{\lambda} + 0,1897 \right) \cdot 10^{-5} \quad (3.13)$$

На рисунке (Рисунок 19) показана температурная зависимость спектральной интенсивности генерируемого излучения, рассчитанная как  $\text{sinc}^2(\Delta k(T, \lambda))$ . Расходящиеся максимумы интенсивности соответствуют сигнальной (коротковолновое излучение) и холостой (длинноволновое излучение) волнам. Точка пересечения соответствует вырожденному по частоте случаю, когда сигнальные и холостые фотоны не различимы по частоте.

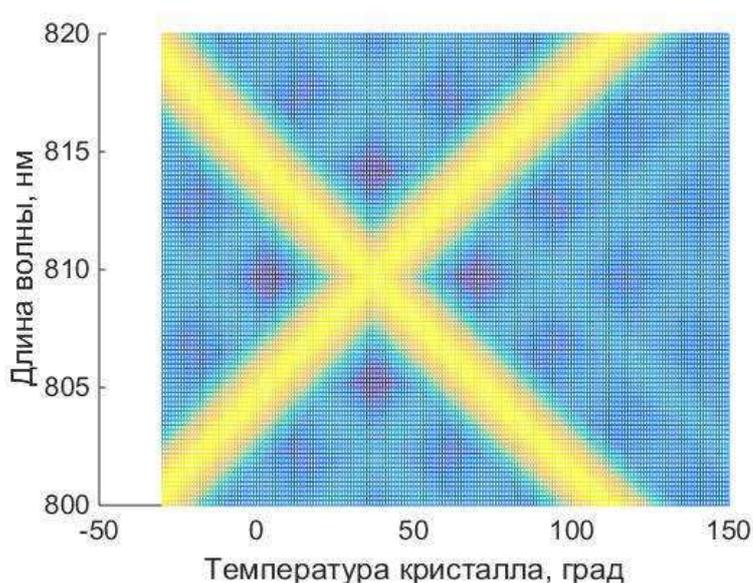


Рисунок 19 – Температурная зависимость интенсивности от длины волны

Расчёт был выполнен при помощи программы, представленной в приложении А, для излучения накачки с длиной волны 405 нм. При заданных параметрах для того, чтобы обеспечить максимальное количество детектируемых фотонов, прошедших сквозь светофильтр кристалл необходимо нагреть до 60°C.

Стоит отметить, что вырожденный случай представляет большой интерес при выполнении настоящей работы, поскольку позволяет обеспечить максимальное количество детектируемых фотонов. При этом центр кривой

пропускания интерференционного фильтра должен совпадать с длиной волны вырожденной генерации излучения, в противном случае число фотонов в каналах может сильно отличаться. Следствием этого является снижение эффективности генерации бифотонов.

## 2.2 Поляризационные характеристики СПР-излучения в периодически поляризованном кристалле титанил фосфата калия

Аналогичные измерения были проведены для периодически поляризованного кристалла титанил фосфата калия в котором за счёт компенсации фазовой расстройки вектором обратной решётки был реализован СПР за счет второго типа квазисинхронизма. За основу была выбрана коллинеарная схема генерации, представленная на рисунке 20.

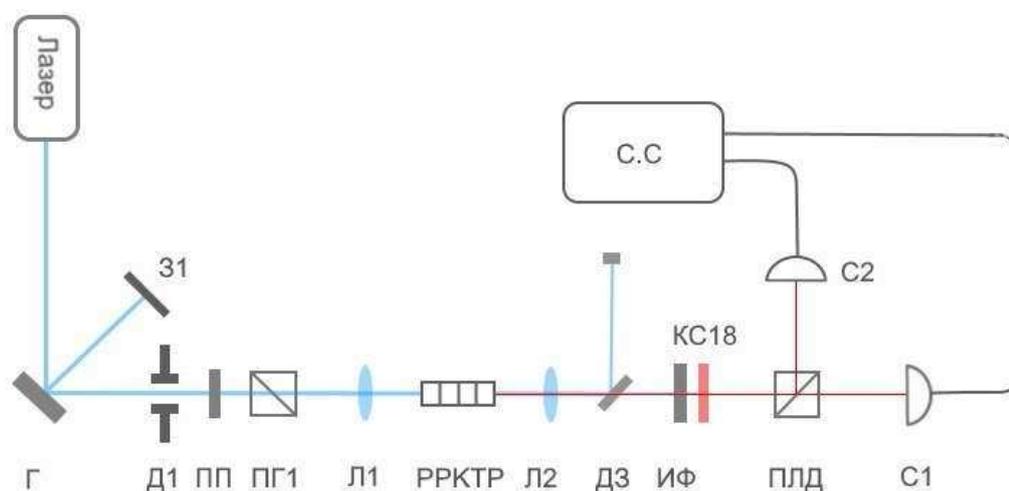
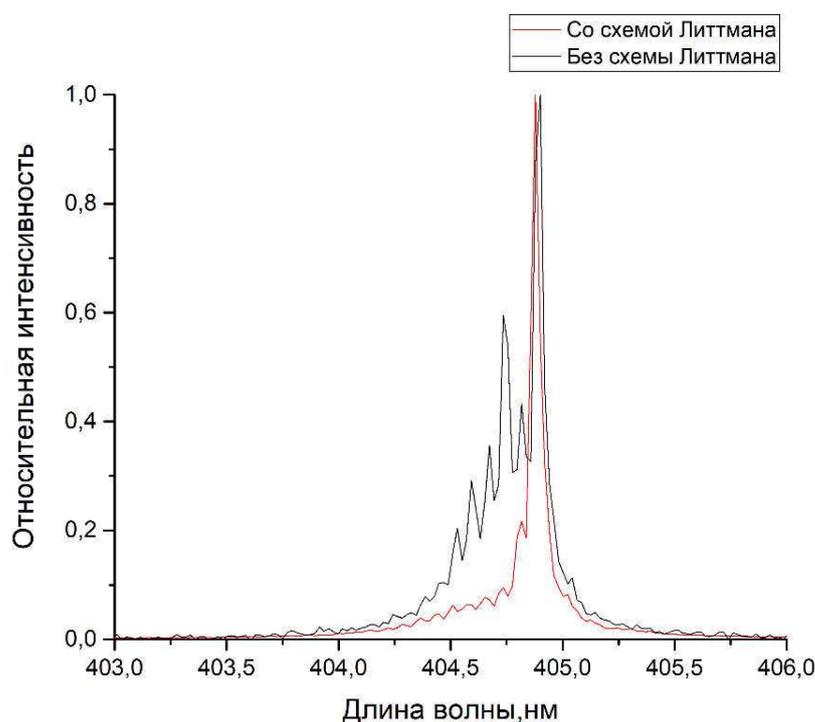


Рисунок 20 – Упрощённая схема установки генерации коррелированных пар фотонов в периодически поляризованном кристалле титанил-фосфат калия (РРКТР)

В качестве источника основного излучения использовался полупроводниковый лазерный диод (DL5146-101S, Thorlabs) стабилизированный по току и температуре. Поскольку излучение лазера представляло собой набор из нескольких конкурирующих мод, было решено использовать внешний резонатор, собранный по схеме Литтмана. Данный

резонатор представляет из себя дифракционную решётку Г, зеркало З1 и лазерный диод. Излучение диода направляется на голографическую решётку. Внешнее зеркало отражает дифрагированное излучение в обратном направлении, где оно снова дифрагирует и направляется на диод, тем самым образуя внешний резонатор. Настройка длины волны осуществляется путем поворота зеркала З1 [23]. Нулевой порядок используется для вывода излучения на периодически поляризованный кристалл титанил фосфат калия (Рисунок 21).

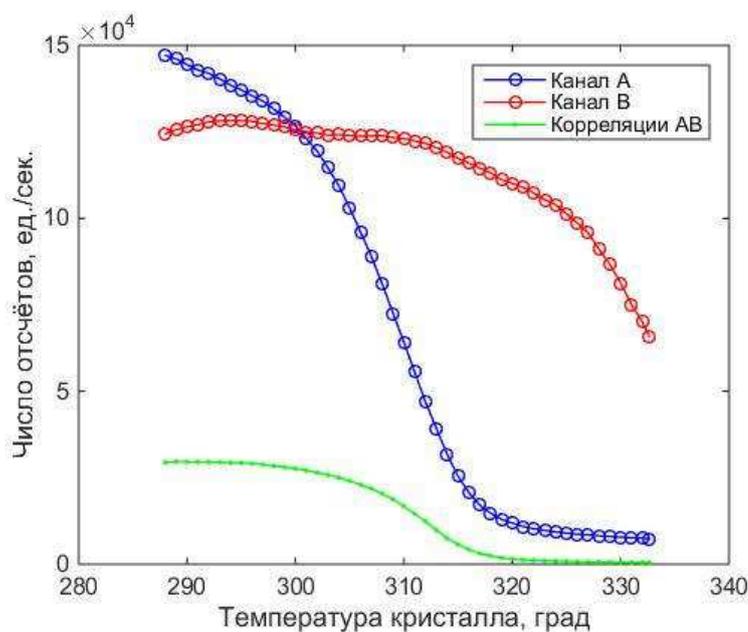


Чёрная кривая – без схемы Литтмана, красная кривая – с использованием схемы Литтмана

Рисунок 21 – Спектр излучения лазерного диода

ПП и ПП1 представляют из себя полуволновую пластинку и призму Глана. Положение призмы Глана задавало поляризацию, соответствующую поляризации основного излучения участвующего в процессе генерации СПР-излучения. Полуволновая пластинка использовалась для изменения мощности излучения накачки при заданной поляризации. Далее при помощи линзы Л1 с фокусным расстоянием 10 см, основное излучение фокусировалось в периодически поляризованный кристалл титанил-фосфат калия с периодом 10 мкм. В результате генерировалось сигнальное и холостое излучение на длинах

волн вблизи 810 нм. Фокусирующая линза Л2 использовалась для коллимации основного и генерируемого излучений. Дихроичное зеркало ДЗ использовалось для фильтрации СПР-излучения от основного излучения. Аналогичные функции выполняют фильтры ИФ (FW810-10, Thorlabs Inc.) и КС-18. В процессе измерений было обнаружено, что параметры фильтров не оптимальны с точки зрения выделения генерируемого излучения, и, поэтому фильтр КС-18 в дальнейшей работе не использовался. Разделение сигнального и холостого излучения происходило при помощи поляризационного лучеделителя (ПЛД), далее излучение при помощи объективов фокусировалось в оптоволокно, сопряженное со счетчиками одиночных фотонов на основе лавинных фотодиодов SPCM-AQR-14-FC (Excelitas Technologies). Квантовая эффективность счетчиков фотонов достигает 60% на длине волны 810 нм. При регистрации одиночного фотона вырабатывается TTL-сигнал, который обрабатывается с помощью время-цифрового преобразователя qTau (qTools) с временным разрешением порядка 82 пкс. Для увеличения числа коррелированных фотонов так же проводилась подстройка температуры кристалла, поскольку показатель преломления зависит от температуры. Подстройка проводилась таким образом, чтобы спектральные максимумы генерируемого излучения оптимально перекрывались с максимумом пропускания светофильтра. В результате была выполнена оптимизация и получена зависимость количества отсчетов в каждом из каналов, а также число корреляций в зависимости от температуры кристалла (Рисунок 22).



Синие точки – количество отсчетов в канале А, красные точки – в канале В, зелёные точки – число совпадений (корреляций)

Рисунок 22 – Температурная зависимость числа отсчетов в каналах и числа их совпадений (корреляций)

Из данных, полученных в результате измерений можно сделать вывод, что спектральный максимум генерации коррелированных фотонов смещён относительно максимума пропускания светофильтра, который находился в районе 809 нм. Видно, что для канала А количество отсчетов не вышло в максимум при изменении температуры, а также максимум канала В не совпал с максимумом в канале А. Максимальное число коррелированных фотонов генерируется при минимально возможной температуре кристалла, которая в условиях эксперимента составляла 287 град.

На рисунке 23 приведена зависимость мощности основного излучения от угла поворота полуволновой пластинки, установленной перед призмой Глана

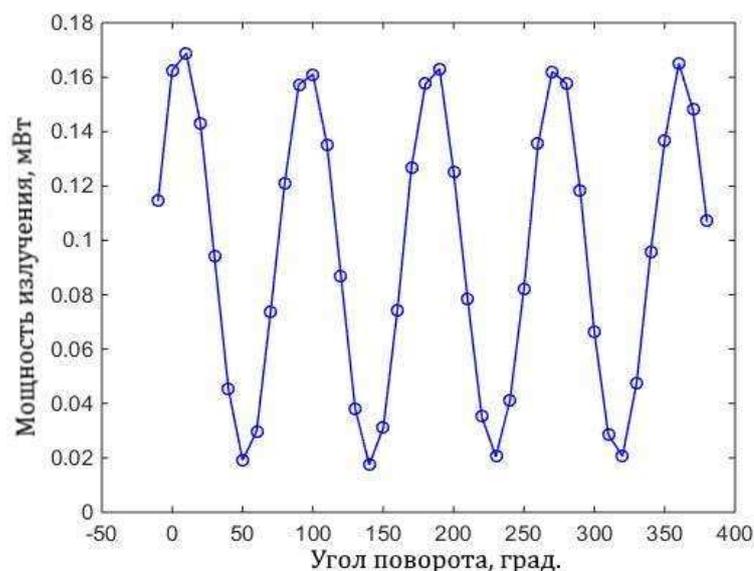
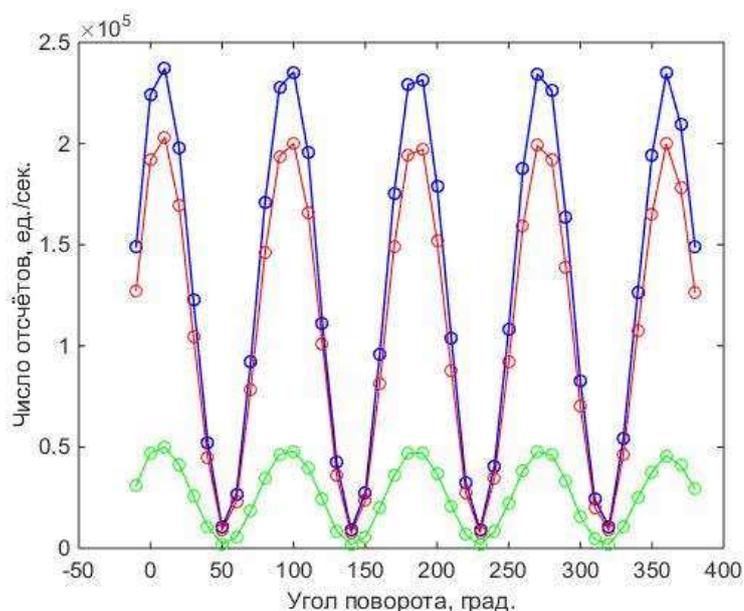


Рисунок 23 – Зависимость мощности излучения от угла поворота полуволновой пластины.

Аналогично опыту с бета боратом бария, в процессе измерения поляризационных характеристик призма Глана помещалась перед кристаллом титанил фосфат калия (Рисунок 24), а также в каждом из каналов (Рисунок 26, 27). Максимальное число совпадений отсчетов достигало 50000 при мощности накачки 0,17 мВт.



Синие точки – в канале А, красные точки – в канале В, зелёные точки – корреляции между каналами А и В

Рисунок 24 – Зависимость числа отсчётов от угла поворота полуволновой пластины

При вращении полуволновой пластины, установленной перед призмой Глана, количество отсчётов в каждом из каналов изменялось пропорционально мощности излучения накачки. Число корреляций изменялось для данного случая линейно относительно мощности основного излучения, что свидетельствует о том, что процесс носит спонтанный характер (Рисунок 25) [9].

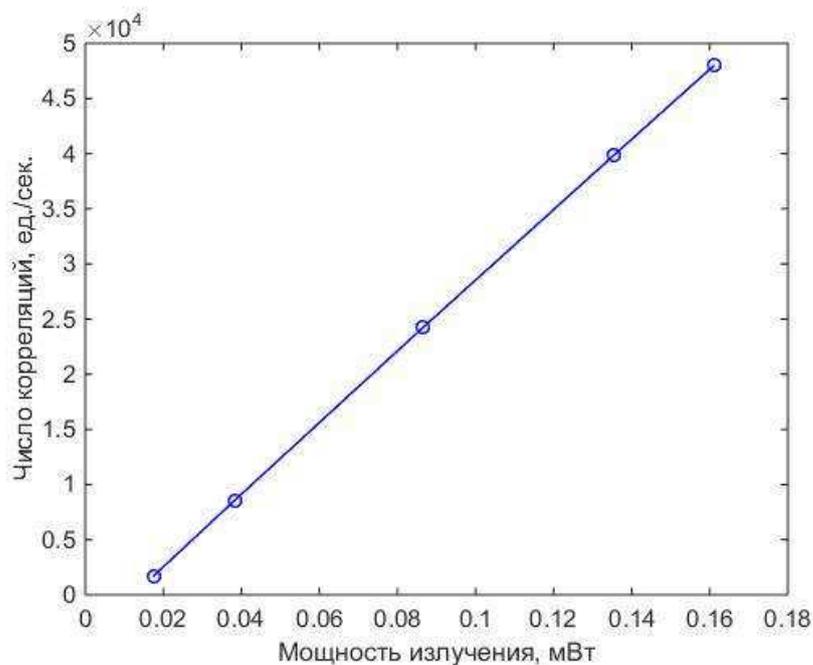
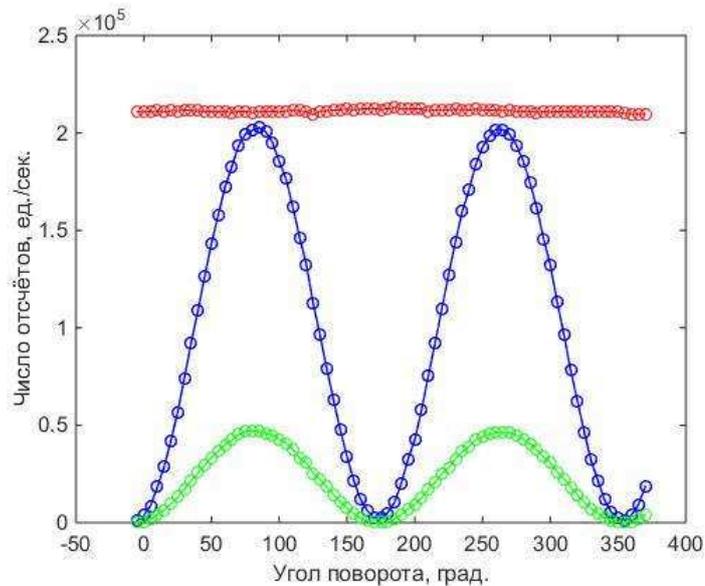


Рисунок 25 – Зависимость числа корреляций от мощности основного излучения

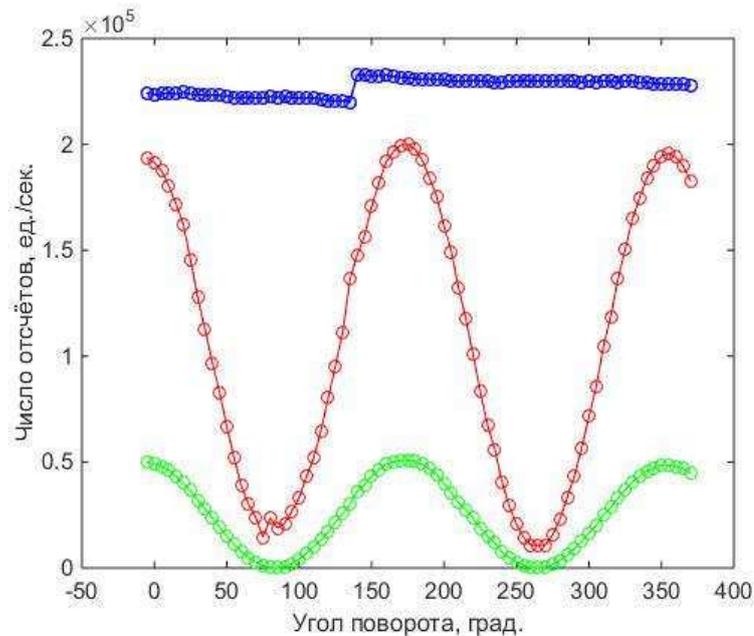
При помещении призмы Глана в канал В отсчёты и корреляции изменялись по закону  $\sin^2(\varphi)$ . Максимально число отсчётов достигало порядка 200000 ед./сек, корреляций – 50000 ед./сек (Рисунок 26).



Красные точки – в канале А, синие точки – в канале В, зелёные точки – число корреляций между каналами А

Рисунок 26 – Зависимость числа корреляций от угла поворота призмы Глана. и В

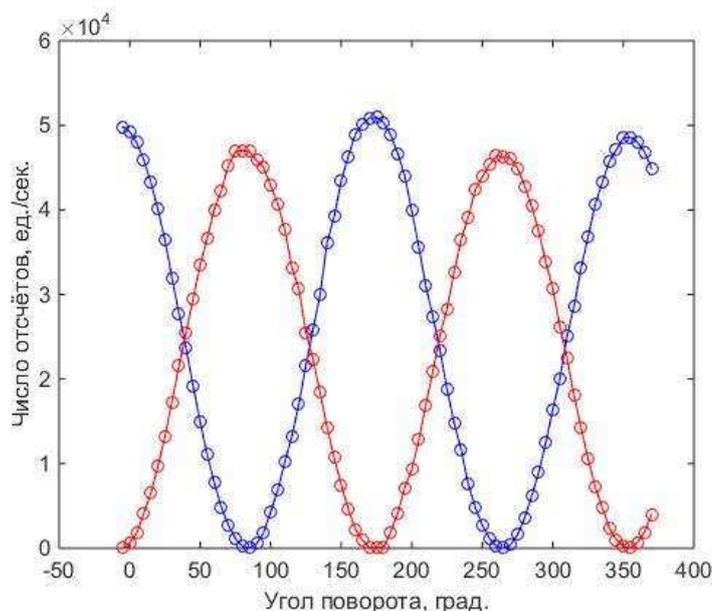
При помещении призмы Глана в канал В отсчёты и корреляции изменялись по закону  $\cos^2(\varphi)$ . Максимально число отсчётов достигало порядка 200000 ед./сек, корреляций – 50000 ед./сек (Рисунок 27).



Красные точки – в канале А, синие точки – в канале В, зелёные точки – число корреляций между каналами А и В

Рисунок 27 – Зависимость числа корреляций от угла поворота призмы Глана

Из рисунка 27 видно, что во время измерений произошёл скачок числа отсчётов при угле поворота призмы Глана – 110 градусов, который связан с факторами, не относящимися к предмету исследования.



Синие точки – при установке призмы в канал А, красные точки – при установке призмы в канал В

Рисунок 28 – Зависимость числа корреляций в каждом из каналов

Из рисунка 28 видно, что отсчёты при установке призмы Глана в каналы сдвинуты на половину периода, что свидетельствует об ортогональности поляризаций фотонов в различных каналах. Данный факт подтверждает, что в кристалле титанил фосфат калия реализуется второй тип синхронизма, при котором сигнальное и холостое излучения имеют ортогональные поляризации.

### **3.3 Временные характеристики излучения, генерируемого в периодически поляризованном кристалле титанил фосфат калия.**

Измерения были проведены для кристалла титанил фосфат калия. Используя время-цифровой преобразователь qTau (qTools) с временным разрешением 82 пкс, было получено распределение числа совпадений событий от временной задержки. В один из каналов программным путём вводилась

временная задержка (порядка 3 нс), для построения симметричной кривой распределения (Рисунок 29).

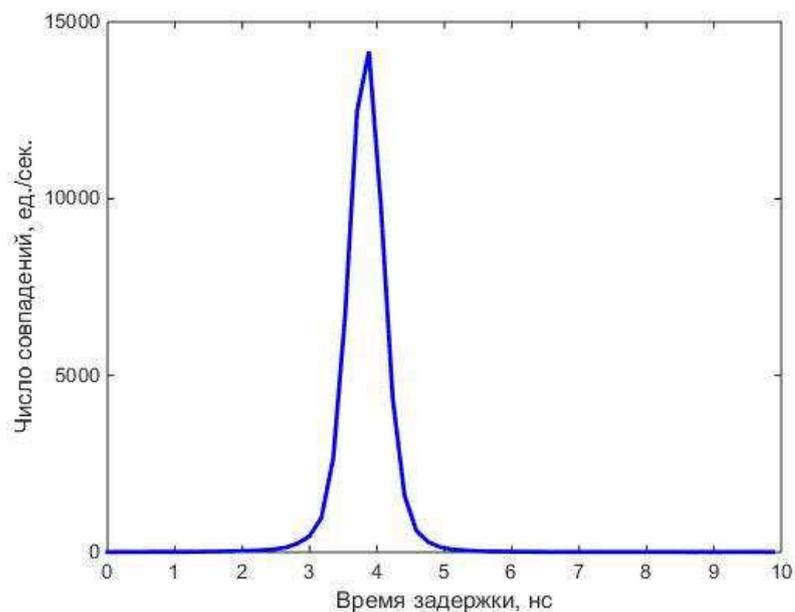


Рисунок 29 – Временное распределение числа совпадений событий

Из анализа полученной зависимости можно определить время корреляции как ширину на полувысоте полученного распределения. Измеренное время корреляции составляет порядка 0,7 нс. Данное время характеризует разность между временами рождения фотонов, которое зависит от параметров кристалла.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены две схемы: коллинеарная и неколлинеарная. В неколлинеарной схеме спонтанный параметрический распад реализован в кристалле бета-бората бария. Генерация коррелированных фотонов происходила при выполнении условий, соответствующих первому типу синхронизма, при этом излучение распространялось вдоль образующих конуса. Среди недостатков схемы можно отметить необходимость использования дополнительной юстировочной схемы для определения направления разлёта фотонов. Из преимуществ, стоит отметить отсутствие необходимости фильтрации основного излучения, из-за которой уменьшается процент корреляции. В результате работы с данной схемой замечено большое влияние фильтров, в данном случае максимальная эффективность которых составляла порядка 80% с достаточно широкой полосой пропускания – 40 нм. На конечное число корреляций влияло качество введение излучения в оптоволокно и потери в нём. Сочетание всех указанных факторов привело к тому, что коэффициент корреляции не превышал 8%. Время корреляции фотонов составило порядка 0,7 нс. Опробован метод определения времени корреляции при условии, что время регистрации на несколько порядков больше времени корреляции. В таком случае время корреляции составило 6,6 нс. Поляризация коррелированных фотонов соответствовала первому типу синхронизма.

Для реализации коллинеарной схемы использовался периодически поляризованный кристалл титанил-фосфат калия. Коррелированные фотоны генерировались при условии компенсации фазовой расстройке для второго типа синхронизма вектором обратной решётки. В результате генерируемое излучение распространялось совместно с основным излучением. Данная особенность позволяла юстировать схему без дополнительных приспособлений. Холостое и сигнальное излучения отделялись от основного при помощи дихроичного зеркала. Был установлен более качественный светофильтр с максимумом пропускания 99% и полосой пропускания 10 нм. Номинально

предполагалось, что максимум пропускания будет на длине волны 810 нм, однако, в действительности максимум пропускания фильтров находился в районе 809 нм, что сказалось на дальнейшей постановке эксперимента, при которой потребовалось подобрать оптимальную температуру кристалла для максимального пропускания светофильтров. Данная температура составила 292 К. В дальнейшем планируется заказать оптимальные светофильтры с полосой пропускания 1 нм. С учетом всех факторов был получен коэффициент корреляции порядка 25%. Время корреляции фотонов так же составило порядка 0,7 нс. Поляризация фотонов соответствовала второму типу синхронизма.

Источники на основе данных схем, рассмотренные в работе, в дальнейшем будут оптимизированы и использованы для получения фантомных изображений.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Shapiro, J. H. The physics of ghost imaging / J. H. Shapiro, R. W. Boyd // Quantum inf. Process. – 2012. – Vol. 11. –pp. 949-993.
2. Karmakar, S. Noninvasive high resolving power entangled photon quantum microscope / S. Karmakar, R.E. Meyers, S. Yanhua // Journal of Biomedical Optics. – 2015. – №20(1). – pp. 016008.
3. Bennet, C. H. Quantum cryptography: public key distribution and coin tossing. / C. H. Bennet, G. Brassard // Proceedings of IEE ICC, Systems and Signal Processing. – 1993.
4. Smithey, D. T. Measurement of number uncertainly relations of optical fields / D. T. Smithey, M. Beck, J. Cooper, M. G. Raymer // Phys. Rev. A. – 1993. – Vol. 48, No. 4. – 3159.
5. Kitaeva, G. Kh. Frequency conversion in aperiodic quasi-phase-matched structures / G. Kh. Kitaeva // Phys. Rev. A. – 2007. – Vol. 76. – (043841) 1-9.
6. Bennik, R. S. “Two-Photon” Coincidence with Classical Source / R. S. Bennik, S. J. Bentley, R. W. Boyd // Phys. Rev. Lett. – 2002 – Vol. 89, No. 11. – (113601)1-4.
7. Klyshko, D. N. Coherent photon decayin a nonlinear medium/ D. N. Klyshko // JETP Lett. – 1967. – Vol 6. – pp. 490-492.
8. Ahmanov, S. A. Quantum noise in parametric amplifiers / S. A. Ahmanov, V. V. Fadeev, R. V. Khokhlov, O. N. Chunaev // JETP Lett. – 1967. – Vol 6. – pp. 575-578.
9. Harris, S. E. Observation of tunable optical parametric fluorescence/ S. E. Harris, M. K. Oshman, R. L. Byer // Phys. Rev. Lett. – 1967. – Vol. 18, No. 18. – pp. 732-734.
10. Fejer, M. M. Quasi-Phase-Matched Second Harmonic Generation / M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, R. L. Bayer // IEEE Journal of Quantum Electronic. – 1992. – Vol. 28, No. 1. – pp. 2631-2654.

11. Гурздян, Г.Г. Нелинейно-оптические кристаллы. Свойства и применение в квантовой электронике: Справочник / Г.Г. Гурздян, В.Г. Дмитриев, Д.Н. Никогосян. – Москва: «Радио и связь», 1991. – 160 с.
12. Дмитриев, В. Г. Прикладная нелинейная оптика / В. Г. Дмитриев, Л. В. Тарасов – Москва: «ФИЗМАТЛИТ», 2004. – 512 с.
13. Nasr, M. B. Ultrabroadband Biphotons Generated via Chirped Quasi-Phase-Matched Optical Parametric Down-Conversion / M. B. Nasr, S. Carracio, B. E. A. Seleh, A. V. Sergienko, M. C. Teich, J. P. Torres, L. Torner, D. S. Hum, M. M. Fejer // *Phys. Rev. Lett.* – 2008 – Vol.100 (183601).
14. Harris, S. E. Chirp and Compress: Toward Single-Cycle Biphotons / S. E. Harris // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – Vol. 98 (063602).
15. Perina, J. Randomly poled nonlinear crystals as a source of photon pairs / J. Perina, J. Svozil'ik // *Phys. Rev. A.* – 2011. – Vol. 83 (033808).
16. Чиркин, А.С. О возможности невырожденного параметрического усиления оптических волн при низкочастотной накачке / А. С. Чиркин, И. В. Шутов // *Письма в ЖЭТФ* – 2007. – том 86. – С. 803-807.
17. Самарцев, В. В. Коррелированные фотоны и их применение / В. В. Самарцев – Москва: «ФИЗМАТЛИТ», 2014. – 168 с.
18. Hong, C. K. Measurement of Subpicosecond Time Intervals between Two Photons by Interference / C. K. Hong, Z. Y. Ou, L. Mandel // *Phys. Rev. Lett.* – 1987. – Vol. 59, No 18. – pp. 2044-2046.
19. Kim, T. Phase-stable source of polarization-entangled photons using a polarization Sagnac interferometer/ T. Kim, M. Fiorentino, N. C. Wong // *Phys. Rev. A.* – 2006. – Vol.74 (012316).
20. Zailinger, A. A wavelength-tunable fiber-coupled source of narrowband entangled photons / A. Zailinger, A. Fedrizzi, T. Herbst, A. Poppe, T. Jennewein // *Opt. Exp.* – 2007. – Vol. 15, No. 23. – pp. 15377-15386.
21. Kuzucu, O. Pulsed Sagnac source of narrow-band polarization-entangled photons / O. Kuzucu, N. C. Franco // *Phys. Rev. A.* – 2008. – vol. 77 (032314).

22. Kato, K. Sellmeier and thermo-optic dispersion formulas for KTP / K. Kato, E. Takoaka // Appl. Opt. – 2002. – Vol. 41, No 24 – pp. 5040-5044.

23. Риле, Ф. Стандарты частоты. Принципы и приложения / Ф. Риле – Москва: «ФИЗМАТЛИТ» (перевод с английского), 2009. – 512 с.

## ПРИЛОЖЕНИЕ А

**Программа «Расчёт температурной зависимости периодически поляризованного кристалла титанил фосфат калия».**

```
clear all; clc;
syms lambda T
wl_p=404.8*1e-9;
A=10*1e-6;
d_k=2*pi/A;
[no,ne] = dispersion(lambda,T);
GG=[];
for wl_i=(800:0.2:820)*1e-9
wl_s=((wl_p^-1) - (wl_i^-1))^(-1);
k_p = 2*pi*subs(ne,lambda,wl_p)/wl_p;
k_s = 2*pi* subs(ne,lambda,wl_s)/wl_s;
k_i = 2*pi* subs(no,lambda,wl_i)/wl_i;
GG= [GG; k_p - k_s - k_i];
end;
GG1=[];
for wl_s=(800:0.2:820)*1e-9
%   wl_s=2*wl_p;
wl_i=((wl_p^-1) - (wl_s^-1))^(-1);
k_p = 2*pi*subs(ne,lambda,wl_p)/wl_p;
k_s = 2*pi* subs(ne,lambda,wl_s)/wl_s;
k_i = 2*pi* subs(no,lambda,wl_i)/wl_i;
GG1= [GG1; k_p - k_s - k_i];
end;

G=[];
G1=[];
for t=-30:1:150
G=[G , subs(GG,T,t)];
G1=[G1 , subs(GG1,T,t)];
end;
L=1e-3;
Sinq= sin((d_k-G).*L)/((d_k-G).*L);
Sinq1= sin((d_k-G1).*L)/((d_k-G1).*L);
L=5e-3;
s=['IF810-10_I.dat' ] ;
d = dlmread(s);
a=ones (201,1);
```

```

y=d(:,2)*a';
y=y(51:151,1:181);
wl=(800:0.2:820)*1e-9;
t=-30:1:150
mesh(t,wl*1e9,Sinq); hold on
mesh(t,wl*1e9,Sinq1);
grid off
set(gca, 'FontSize', 14)
xlabel('Температура кристалла, град')
ylabel('Длина волны, нм')

```

### Подпрограмма «Расчёт показателей преломления»

```

function [no,ne] = dispersion(lambda,T)

C=[0.1717, 0.5353, 0.8416, 0.1627;
   0.1997, 0.4063, 0.5154, 0.5425;
   0.9221, 2.9220, 3.6677, 0.1897;];
d_nx= ((C(1,1)/((lambda*1e6)^3))-
(C(1,2)/((lambda*1e6)^2))+C(1,3)/(lambda*1e6))+C(1,4))*1e-5;
d_ny= ((C(2,1)/((lambda*1e6)^3))-
(C(2,2)/((lambda*1e6)^2))+C(2,3)/(lambda*1e6))+C(2,4))*1e-5;
d_nz= ((C(3,1)/((lambda*1e6)^3))-
(C(3,2)/((lambda*1e6)^2))+C(3,3)/(lambda*1e6))+C(3,4))*1e-5;

A= [3.29100, 0.04140, 0.03978, 9.35522, 31.45571;
    3.45018, 0.04341, 0.04597, 16.98825, 39.43799;
    4.59423, 0.06206, 0.04763, 110.80672, 86.12171];
nx1=sqrt(A(1,1)+(A(1,2)/(((lambda*1e6)^2)-A(1,3)))+(A(1,4)/(((lambda*1e6)^2)-
A(1,5))));
ny1=sqrt(A(2,1)+(A(2,2)/(((lambda*1e6)^2)-A(2,3)))+(A(2,4)/(((lambda*1e6)^2)-
A(2,5))));
nz1=sqrt(A(3,1)+(A(3,2)/(((lambda*1e6)^2)-A(3,3)))+(A(3,4)/(((lambda*1e6)^2)-
A(3,5))));

nx=nx1+d_nx*T;
ny=ny1+d_ny*T;
nz=nz1+d_nz*T;

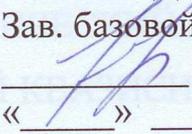
no=nz;
ne=ny;

```

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего образования  
«СИБИРСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»  
Институт инженерной физики и радиоэлектроники  
Базовая кафедра «Фотоника и лазерные технологии»

УТВЕРЖДАЮ

Зав. базовой кафедрой ФилЛТ

 А.Н. Втюрин

«          »            2018 г.

### МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

Исследование корреляционных характеристик фотонов  
в процессе спонтанного параметрического распада

16.04.01 «Техническая физика»

16.04.01.02 «Оптическая физика и квантовая электроника»

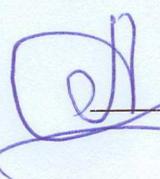
Научный  
руководитель



доцент, канд. физ.-  
мат. наук

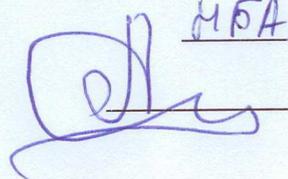
А.М. Вьюнышев

Выпускник

 МБА.

Б.А. Наседкин

Рецензент



ст. науч. сотр.,  
канд. физ.-мат. наук

А.С. Александровский

Красноярск 2018