

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ. ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

Фантомная поляриметрия в классическом и квантовом светеС. А. Магницкий,^a Д. П. Агапов, И. А. Беловолов, П. П. Гостев, Д. Н. Фроловцев, А. С. Чиркин*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра общей физики и волновых процессов.**Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

Поступила в редакцию 30.07.2021, после доработки 01.09.2021, принята к публикации 03.09.2021.

Обсуждаются основные аспекты фантомной поляриметрии (ФП) — нового перспективного направления в фантомной оптике, которое мы развиваем в последнее время. В современной терминологии ФП — это интеллектуальная система оптической визуализации, относящаяся к классу систем искусственного интеллекта. Рассмотрены принципы построения теории ФП как в классическом, так и в квантовом свете. Описаны методики и схемы экспериментальной реализации ФП. Приведены описания созданной нами приборной базы, позволяющей реализовать ФП в квантовом свете: счетчики одиночных фотонов, время-цифровой преобразователь, СПР-источники коррелированных фотонов и квантовый томограф.

Ключевые слова: фантомные изображения, фотон, квантовая оптика, волоконная оптика, изображения, обработка изображений, информация, статистическая оптика, счетчики фотонов, корреляции.
УДК: 535.5. PACS: 42.50.St.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время метод фантомных изображений (ФИ) не только занял свое особое место в современной оптике, но и довольно интенсивно развивается. Принцип ФИ был впервые предложен в 1988 г. [1, 2] и вскоре был экспериментально реализован в квантовом варианте [3, 4]. Позже было показано, что для получения ФИ можно использовать не только бифотоны, но и корреляции интенсивности классического света с псевдотепловой статистикой [5]. Сфера приложений ФИ довольно быстро расширяется за пределы оптического диапазона. ФИ удалось получить не только в рентгеновском [6, 7] и терагерцевом [8, 9] диапазонах, но и в ультразвуке [10] и даже при использовании запутанных сверххолодных метастабильных атомов гелия [11]. Важным шагом в развитии метода ФИ стало изобретение вычислительных ФИ, что позволило радикально упростить схему ФИ, исключив из нее опорное плечо [12]. Метод ФИ основан на идее интерференции интенсивностей [13]. Исторически применение этой идеи в астрономических наблюдениях привело к радикальному увеличению пространственного разрешения в оптических звездных телескопах. Идея ФИ состоит в том, что объект освещается светом со случайным пространственным распределением интенсивности, который обладает большей энтропией по сравнению со светом с регулярной структурой. А это означает, что в случайном свете потенциально содержится больше информации, чем в регулярном. С этой точки зрения метод ФИ представляет собой один из способов извлечения этой информации.

Стоит также сказать несколько слов об алгоритмической стороне метода ФИ. На сегодняшний день можно выделить два принципиально разных способа извлечения информации об объекте методом ФИ. К первому можно отнести уже ставший традиционным способ, основанный на извлечении

информации из кросс-корреляционных функций интенсивности света в объектном и реперном каналах, который основан на использовании свойств случайного света с гауссовой статистикой. Ко второму следует отнести группу алгоритмов, которые в англоязычной литературе называются «single pixel imaging». В отечественной литературе, насколько нам известно, термин еще не сформировался. Эти алгоритмы в основном используются для обработки вычислительных ФИ, где случайность объектного пучка задается программным путем и реализуется с помощью модуляторов света [14] и [15]. Из этой группы алгоритмов можно выделить такие алгоритмы, как «inversion image reconstruction» и «compressive sensing» (метод сжатых измерений) [16, 17], которые, по существу, сводятся к решению систем линейных уравнений, а также более новые алгоритмы, такие как «deep learning» [18], «principal component analysis» [19] (метод главных компонент) и метод редукции измерений [20].

В последние годы возникла идея использовать поляризационные свойства света не только для улучшения качества ФИ [21, 22], но и для создания фантомной поляриметрии (ФП). Так, в [23] была показана возможность получения информации о поляризационных свойствах объектов в классическом поляризованном свете. В нашей работе [24] была развита теория ФП в пространственно-некогерентном неполяризованном свете с гауссовой статистикой. Первая экспериментальная реализация концепции ФП представлена в нашей работе [25].

Важными этапами в развитии ФП могут стать ее расширение в область квантовых световых полей и внедрение оптоволоконных технологий в эту методику. Несколькими научными группами уже ведутся разработки волоконных эндоскопов [26, 27] на основе принципа ФИ без использования поляризационной степени свободы. С нашей точки зрения внедрение поляризационной степени свободы в системы фантомной визуализации поспособствует

^a E-mail: sergeymagnitskiy@gmail.com

качественному улучшению приборов, использующих фантомный принцип.

Переход к квантовой ФП предполагает переход к работе с одиночными фотонами. Для реализации квантовой ФП необходимы следующие приборы: счетчики одиночных фотонов, время–цифровые преобразователи, источники коррелированных фотонов и квантовые томографы. В принципе, некоторые из перечисленных выше устройств можно купить на мировом рынке, например счетчики одиночных фотонов производятся рядом зарубежных компаний и компаниями QRate и Scontel в России. Однако полный набор аппаратуры, необходимой для экспериментальной реализации квантовой ФП, коммерчески недоступен. Кроме того, стоимость имеющихся на рынке приборов довольно высока. В сложившейся ситуации наша научная группа занялась разработкой и успешно разработала все вышеуказанное оборудование, необходимое для полноценного развития квантовой ФП.

В данной работе мы рассматриваем принципы построения теории ФП как в классическом, так и в квантовом свете и описываем методики и схемы экспериментальной реализации ФП, выполненные в нашей лаборатории [28]. Также приводятся описания созданной нами приборной базы, позволяющей реализовать ФП в квантовом свете: счетчик одиночных фотонов, время–цифровой преобразователь, СПР–источники коррелированных фотонов и квантовый томограф.

1. ТЕОРИЯ ФАНТОМНОЙ ПОЛЯРИМЕТРИИ В КЛАССИЧЕСКОМ СВЕТЕ

Ранее [24] мы предложили схему, реализующую фантомную поляриметрию в классическом неполяризованном свете (далее классическая фантомная поляриметрия, или КлФП), которая позволяет обобщить принцип ФИ на объекты, меняющие поляризационное состояние прошедшего через них света. В этой работе была предложена теория ФП в классическом неполяризованном пространственно неоднородном свете с псевдотепловой статистикой.

Чтобы яснее понять физические принципы, лежащие в основе КлФП, рассмотрим схему КлФП без формирующей оптики. Такая схема КлФП изображена на рис. 1.

Свет от источника классического неполяризованного излучения проходит через симметричный светоделитель, где разделяется на два идентичных

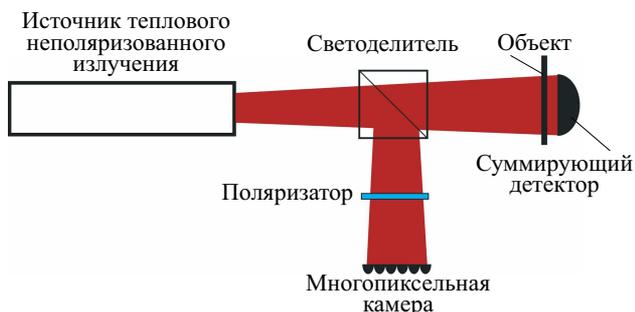


Рис. 1. Принцип формирования поляризационных фантомных изображений в классическом свете

пучка. Прошедший пучок распространяется в объектном плече, где после взаимодействия с объектом все прошедшее излучение регистрируется суммирующим детектором, на выходе которого возникает ток, пропорциональный интенсивности падающего на него света. Пучок, отраженный от светоделителя, попадает в восстанавливающее плечо и проходит через линейный поляризатор, ориентация которого может изменяться в процессе эксперимента. Свет, прошедший через поляризатор, регистрируется многопиксельной камерой, которая представляет собой набор токовых детекторов. Поляризатор в восстанавливающем канале необходим для управления поляризацией излучения, поступающего на камеру.

Выберем систему координат так, чтобы ось z совпадала с направлением распространения излучения. Тогда оси (x, y) будут лежать в перпендикулярной к z плоскости. В качестве поляризационного базиса выберем оси (x, y) . Направление оси поляризатора может принимать значения $\alpha_1 = 0$ или $\alpha_2 = \pi/2$. В первом случае через поляризатор проходит часть излучения с x -поляризацией, а во втором — с y -поляризацией. В базисе (x, y) свет, падающий на объект, может быть описан вектором Джонса:

$$\mathbf{A}_0(\mathbf{r}) = (A_0^{(x)}(\mathbf{r}), A_0^{(y)}(\mathbf{r}))^T,$$

где вектор \mathbf{r} лежит в плоскости (x, y) , перпендикулярной направлению распространения излучения, а $A_0^{(x)}(\mathbf{r})$ и $A_0^{(y)}(\mathbf{r})$ — случайные комплексные амплитуды ортогональных компонент поля до взаимодействия с объектом. Для удобства дальнейшего изложения введем матрицу $\mathbf{I}_0(\mathbf{r}) = \mathbf{A}_0(\mathbf{r})\mathbf{A}_0^\dagger(\mathbf{r})$, в которой диагональные элементы $I_0^{(x)}(\mathbf{r}) = A_0^{(x)}(\mathbf{r})A_0^{(x)*}(\mathbf{r})$ и $I_0^{(y)}(\mathbf{r}) = A_0^{(y)}(\mathbf{r})A_0^{(y)*}(\mathbf{r})$ представляют собой интенсивности x -й и y -й компоненты исходного поля. Недиagonальные элементы представляют собой произведение случайных комплексных функций, которые при статистическом усреднении обратятся в нуль ввиду их статистической независимости, т.е. $\langle A_0^{(y)} A_0^{(x)*} \rangle = \langle A_0^{(x)} A_0^{(y)*} \rangle = 0$. В дальнейшем нам понадобятся только средние значения элементов $\langle \mathbf{I}_0(\mathbf{r}) \rangle$, поэтому будем считать, что

$$\mathbf{I}_0(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} I_0^{(x)}(\mathbf{r}) & 0 \\ 0 & I_0^{(y)}(\mathbf{r}) \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Обратимся теперь к объекту. В рамках выбранного аппарата распределение его поляризационных свойств будем описывать матрицей Джонса

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} M_{xx}(\mathbf{r}) & M_{xy}(\mathbf{r}) \\ M_{yx}(\mathbf{r}) & M_{yy}(\mathbf{r}) \end{pmatrix},$$

элементы которой зависят от ориентации пространственных координат (x, y) . После взаимодействия с объектом поле имеет вид:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \mathbf{M}\mathbf{A}_0(\mathbf{r}).$$

Расположенный за объектом суммирующий детектор регистрирует все прошедшее излучение, поэтому ток

детектора можно записать в виде:

$$J_0 = \int \text{Tr}(\mathbf{A}(\boldsymbol{\rho})\mathbf{A}^\dagger(\boldsymbol{\rho}))d^2\rho = \int \text{Tr}(\mathbf{M}\mathbf{I}_0(\boldsymbol{\rho})\mathbf{M}^\dagger)d^2\rho.$$

Принимая во внимание формулу (1), суммарный ток J_0 можно разложить на две компоненты:

$$J_0 = \int K^{(x)}(\boldsymbol{\rho})I_0^{(x)}(\boldsymbol{\rho})d^2\rho + \int K^{(y)}(\boldsymbol{\rho})I_0^{(y)}(\boldsymbol{\rho})d^2\rho, \quad (2)$$

где

$$K^{(x)}(\boldsymbol{\rho}) = |M_{xx}(\boldsymbol{\rho})|^2 + |M_{yx}(\boldsymbol{\rho})|^2;$$

$$K^{(y)}(\boldsymbol{\rho}) = |M_{yy}(\boldsymbol{\rho})|^2 + |M_{xy}(\boldsymbol{\rho})|^2.$$

Рассмотрим теперь восстанавливающий канал. Для реализации ФП необходимо, чтобы $\mathbf{A}_0(\mathbf{r})$ совпадало с полем, падающим на многопиксельную камеру. В схеме, изображенной на рис. 1, это достигается тем, что расстояние от источника до объекта идентично расстоянию от источника до камеры. Ток в некотором пикселе камеры с координатой \mathbf{r}_m зависит от ориентации поляризатора и, в предположении постоянства поля по площади пикселя, может быть записан в виде:

$$J^{(i)}(\mathbf{r}_m) = \int I_0^{(i)}(\boldsymbol{\rho})d^2\rho = sI_0^{(i)}(\mathbf{r}_m);$$

здесь интегрирование производится в окрестности точки \mathbf{r}_m по площади пикселя s ; индекс i принимает значения x и y в соответствии с положением поляризатора $\alpha_1 = 0$ и $\alpha_2 = \pi/2$ соответственно.

Корреляционная функция между токами $J^{(i)}(\mathbf{r}_m)$ и J_0 :

$$G^{(i)}(\mathbf{r}_m) = \langle J_0 J^{(i)}(\mathbf{r}_m) \rangle - \langle J_0 \rangle \langle J^{(i)}(\mathbf{r}_m) \rangle. \quad (3)$$

Здесь $\langle \rangle$ означает усреднение по реализациям. Первое слагаемое $\langle J_0 J_m^{(i)}(\mathbf{r}_m) \rangle$ в формуле (3) с учетом формулы (2) преобразуется к виду:

$$\begin{aligned} & \langle J_0 J_m^{(i)}(\mathbf{r}_m) \rangle = \\ & = s \int K^{(x)}(\boldsymbol{\rho}) \langle A_0^{(x)}(\boldsymbol{\rho}) A_0^{(x)*}(\boldsymbol{\rho}) A_0^{(i)}(\mathbf{r}_m) A_0^{(i)*}(\mathbf{r}_m) \rangle d^2\rho + \\ & + s \int K^{(y)}(\boldsymbol{\rho}) \langle A_0^{(y)}(\boldsymbol{\rho}) A_0^{(y)*}(\boldsymbol{\rho}) A_0^{(i)}(\mathbf{r}_m) A_0^{(i)*}(\mathbf{r}_m) \rangle d^2\rho. \end{aligned}$$

Для комплексных гауссовских случайных полей [29, 30] четвертые моменты выражаются через вторые: $\langle A_0^{(i)}(\boldsymbol{\rho}) A_0^{(i)*}(\boldsymbol{\rho}) A_0^{(j)}(\mathbf{r}_m) A_0^{(j)*}(\mathbf{r}_m) \rangle = \langle I_0^{(i)}(\boldsymbol{\rho}) \rangle \langle I_0^{(j)}(\mathbf{r}_m) \rangle + |\Gamma^{(ij)}(\boldsymbol{\rho} - \mathbf{r}_m)|^2$, где индексы i, j пробегает значения x, y , а $\Gamma^{(ij)}(\boldsymbol{\rho} - \mathbf{r}_m) = \langle A_0^{(i)*}(\boldsymbol{\rho}) A_0^{(j)}(\mathbf{r}_m) \rangle$ — корреляционные функции. Так как $A_0^{(x)}$ и $A_0^{(y)}$ — независимые случайные процессы с нулевым средним, то $\Gamma^{(xy)}(\boldsymbol{\rho} - \mathbf{r}_m) = \Gamma^{(yx)}(\boldsymbol{\rho} - \mathbf{r}_m) = 0$, а $\langle J_0 J_m^{(i)}(\mathbf{r}_m) \rangle = s \int K^{(i)}(\boldsymbol{\rho}) |\Gamma^{(ii)}(\boldsymbol{\rho} - \mathbf{r}_m)|^2 d^2\rho + \langle J_0 \rangle \langle J^{(i)}(\mathbf{r}_m) \rangle$.

В приближении, что масштаб изменения поляризационных свойств объекта намного больше размера пикселя, получим, что

$$G^{(i)}(\mathbf{r}_m) = K^{(i)}(\mathbf{r}_m)G_0(\mathbf{r}_m), \quad (4)$$

где $G_0(\mathbf{r}_m) = s \int |\Gamma(\boldsymbol{\rho} - \mathbf{r}_m)|^2 d^2\rho$ — аппаратная функция, которая может быть измерена в отсутствии объекта. Функции $G^{(i)}(\mathbf{r}_m)$ содержат информацию о пространственном распределении поляризационных свойств объекта по его сечению. Таким образом, измеряя корреляционные функции для разных поляризационных компонент, мы можем извлечь информацию о распределении поляризационных свойств объекта по сечению объекта.

Предположим, что поляризационные свойства объекта определяются линейным дихроизмом. В этом случае матрица Джонса объекта имеет вид:

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} \cos^2 \theta(\mathbf{r}) + P(\mathbf{r}) \sin^2 \theta(\mathbf{r}) & \frac{(1-P(\mathbf{r})) \sin 2\theta(\mathbf{r})}{2} \\ \frac{(1-P(\mathbf{r})) \sin 2\theta(\mathbf{r})}{2} & \sin^2 \theta(\mathbf{r}) + P(\mathbf{r}) \cos^2 \theta(\mathbf{r}) \end{pmatrix},$$

где $\theta(\mathbf{r})$ — азимут анизотропии, $P(\mathbf{r})$ — величина анизотропии, которая показывает относительное поглощение двух ортогональных компонент поля. Нетрудно показать, что для определения $P(\mathbf{r})$ достаточно провести три измерения $G_0(\mathbf{r}_m)$, $G^{(x)}(\mathbf{r}_m)$ и $G^{(y)}(\mathbf{r}_m)$. Действительно, в этом случае

$$K^{(x)}(\mathbf{r}_m) = \cos^2 \theta(\mathbf{r}_m) + P^2(\mathbf{r}_m) \sin^2 \theta(\mathbf{r}_m);$$

$$K^{(y)}(\mathbf{r}_m) = \sin^2 \theta(\mathbf{r}_m) + P^2(\mathbf{r}_m) \cos^2 \theta(\mathbf{r}_m) \quad (5)$$

и, следовательно, величина анизотропии

$$P(\mathbf{r}_m) = \sqrt{\frac{G^{(x)}(\mathbf{r}_m) + G^{(y)}(\mathbf{r}_m)}{G_0(\mathbf{r}_m)} - 1},$$

а азимут анизотропии

$$|\theta(\mathbf{r})| = \arccos \sqrt{\frac{G_0(\mathbf{r}_m) - G^{(y)}(\mathbf{r}_m)}{2G_0(\mathbf{r}_m) - G^{(y)}(\mathbf{r}_m) - G^{(x)}(\mathbf{r}_m)}}.$$

Таким образом, мы можем определить двумерную карту распределения азимута анизотропии по сечению объекта, перпендикулярному освещающему его световому пучку.

В случае если объект представляет из себя идеальный поляризатор, т.е. $P(\mathbf{r}_m) = 0$, то, в соответствии с формулами (4) и (5), $G^{(x)}(\mathbf{r}_m) = \cos^2 \theta(\mathbf{r})G_0(\mathbf{r}_m)$, $G^{(y)}(\mathbf{r}_m) = \sin^2 \theta(\mathbf{r})G_0(\mathbf{r}_m)$ и соответственно

$$|\theta(\mathbf{r})| = \arctan \sqrt{\frac{G_y(\mathbf{r}_m)}{G_x(\mathbf{r}_m)}}. \quad (6)$$

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ФАНТОМНОЙ ПОЛЯРИМЕТРИИ В КЛАССИЧЕСКОМ СВЕТЕ

В этом разделе описываются методика и экспериментальная установка, позволяющие измерить распределение $|\theta(\mathbf{r})|$ методом КлФП в соответствии с формулой (6). Установка изображена на рис. 2, а.

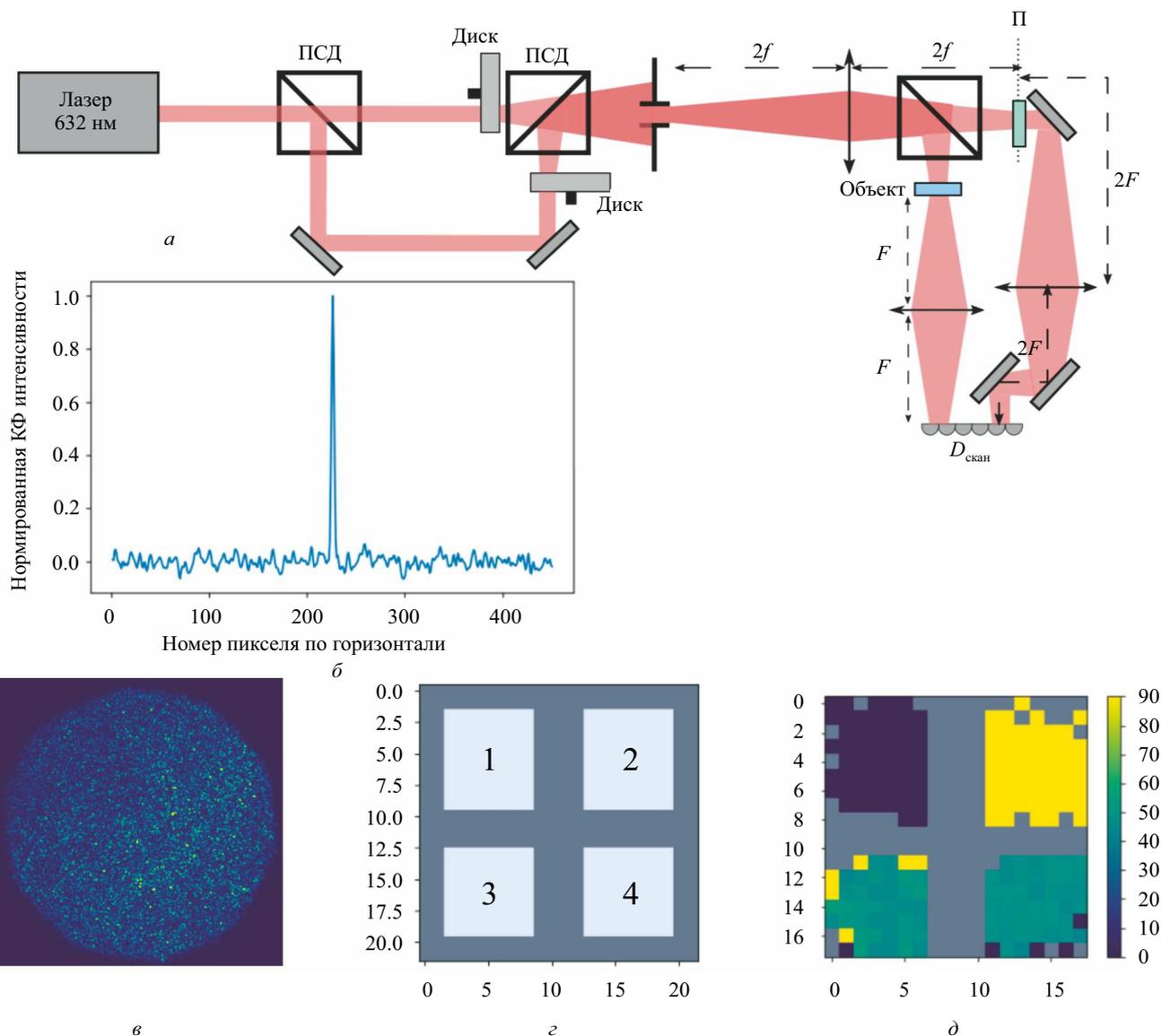


Рис. 2. а — Схема экспериментальной установки ФП в классическом свете: ПСД — поляризационный светоделитель, Диск — вращающийся матовый диск, П — Поляризатор; $D_{\text{скан}}$ — ПЗС матрица; Объект — исследуемый объект; б — график профиля горизонтального сечения корреляционной функции; в — профиль интенсивности пучка на выходе из источника; з — эскиз четырехсекционного объекта; д — экспериментально измеренное фантомное поляризационное изображение $|\theta(r)|$ четырехсекционного образца. На рис. з и д шкалы даны в пикселях

Линзы, изображенные на рис. 2, а, носят вспомогательный характер, позволяя более удобным образом с точки зрения проведения эксперимента изменять сечение пучка по мере его распространения по элементам схемы, не нарушая при этом условий, для которых была построена вышеизложенная теория.

Ключевым свойством светового пучка, освещающего объект в методе КлФП, является случайность его пространственного профиля, который должен обладать гауссовской статистикой. Обычный свет обладает гауссовской статистикой, однако его время корреляции очень мало и лежит за пределами временного разрешения регистрирующей аппаратуры. Выходом является создание света с так называемой псевдотепловой статистикой. При реализации нашего варианта КлФП поляризация света также должна быть случайной. Для генерации такого неполяризованного псевдотеплового излучения мы использовали специальный источник, схема которого изображена

в левой части рис. 2, а. Излучение HeNe-лазера мощностью ~ 7 мВт проходит через встроенный расширитель пучка (на рисунке не изображен), благодаря чему диаметр пучка увеличивается до ~ 0.8 см. Поляризация излучения направлена под 45° по отношению к осям поляризационного светоделителя (ПСД). Оси ПСД совпадают с базисными направлениями x и y . Когда пучок проходит через ПСД, он делится на два пучка с ортогональными поляризациями и равными интенсивностями. Тем самым образуются два оптических плеча. В каждом плече находится свой вращающийся матовый диск, скорость вращения которого в центре пятна 0.32 см/с. Рассеянное на дисках излучение с углом расходимости 30° сводится в один пучок на втором ПСД. Далее располагается диафрагма, которая является выходной апертурой источника.

Для успешной реализации КлФП необходимо удостовериться, что излучение неполяризованное,

а радиус корреляции намного меньше размеров неоднородностей объекта. Источники излучения на основе вращающихся матовых дисков (ВМД) хорошо известны из литературы [29, 30]. Излучение после ВМД обладает псевдотепловой статистикой, а время корреляции [30] определяется выражением $\tau_c \sim \left(\frac{2l}{k_0av}\right)$, где l — расстояние от диска до объекта; k_0 — волновой вектор, a — радиус пучка, v — линейная скорость вращения диска. С помощью многопиксельной ПЗС-камеры CSDU-285 были изучены корреляционные и поляризационные свойства такого излучения. Камера CSDU-285 имеет полный размер сенсора 1392×1032 пикселей. Каждый пиксель имеет форму квадрата со стороной 6.45 мкм. При наборе статистики, необходимой для измерения радиуса корреляции и для реализации КЛФП, длительность одного кадра не должна превышать время корреляции τ_c используемого излучения. С другой стороны, между двумя последующими кадрами должно пройти время большее, чем τ_c , для обеспечения статистической независимости кадров. Для нашей схемы время корреляции составляет 5 мс. В соответствии с этим длительность одного кадра T была выбрана равной 50 мкс, а скорость съемки — 8 Гц. Сигнал, поступающий с каждого пикселя, пропорционален энергии излучения, упавшей на площадь пикселя s за время T . Так как время $\tau_c \ll T$ и, следовательно, интенсивность света остаются приблизительно постоянными в течение длительности кадра, то можно считать, что сигнал с каждого пикселя ПЗС матрицы пропорционален мощности падающего на пиксель излучения и, следовательно, току пикселя $J(\mathbf{r}_m)$, который использовался в предыдущем разделе при построении теории КЛФП.

Типичный профиль интенсивности пучка на выходе из источника представлен на рис. 2, в. Распределение интенсивности представляет из себя спекл-структуру. Для определения поперечного радиуса корреляции интенсивности спекл-поля строилась нормированная корреляционная функция НКФ($\Delta\xi$). Корреляционная функция НКФ($\Delta\xi$) вычислялась из экспериментально измеренных профилей интенсивности следующим образом. Профиль интенсивности регистрировался ПЗС матрицей 4000 раз. На всех кадрах в центральной области пучка выбиралась одна и та же пара пикселей (номера которых обозначим k и l), расположенных на расстоянии $\Delta\xi$ друг от друга в случайно выбранном направлении. Усреднение производилось по реализациям (кадрам) в соответствии с формулой (7):

$$\text{НКФ}(\Delta\xi) = \frac{\sum_{n=1}^N J_{k,n} J_{l,n}}{\sum_{n=1}^N J_{k,n} \sum_{n=1}^N J_{l,n}}, \quad (7)$$

где n — это номер снимка, N — общее количество кадров, $J_{k,n}$ и $J_{l,n}$ — измеренные сигналы в пикселях k и l в n -м кадре. Описанная выше процедура повторялась для каждого $\Delta\xi$ с шагом в один пиксель. Для увеличения точности выбирались различные 10 пар пикселей k и l и строились 10 корреляционных функций. Типичная НКФ представлена на рис. 2, б. Радиус корреляции вычислялся как средняя

по 10 измерениям полуширина НКФ и оказался равным 28 ± 3 мкм.

Степень деполяризации излучения определяется как $\xi = \frac{W^{(d)}}{W_0}$, где $W^{(d)}$ мощность деполяризованной компоненты, W_0 — полная мощность излучения. По экспериментальным оценкам, степень деполяризации используемого нами источника составляет $\xi = 0.92 \pm 0.03$.

Излучение от источника проходит через линзу с фокусным расстоянием $f = 17.5$ см, которая расположена на расстоянии $2f$ от выходной апертуры источника и служит для передачи изображения выходного профиля пучка в плоскость объекта. Призмный светоделитель создает два одинаковых пучка и направляет их в объектное и восстанавливающее плечи. В объектном плече свет, проходящий через объект, собирается линзой с фокусным расстоянием $F = 9.5$ см и фокусируется на ПЗС-матрицу в область с линейным размером 1.3 мм. В экспериментальной установке мы используем одну и ту же ПЗС-матрицу для детектирования излучения в обоих плечах. Для регистрации излучения от объектного и эталонного плеч используются разные неперекрывающиеся области светочувствительной ПЗС-матрицы. Сигналы от всех пикселей, на которые попадает прошедшее через объект излучение, суммируются, создавая выходной сигнал, который пропорционален значению J_0 , тем самым полностью имитируя работу суммирующего детектора. В восстанавливающем плече размещен линейный поляризатор P , установленный на таком же расстоянии от источника, как и объект. Его ориентация может изменяться во время измерений. После поляризатора пучок проходит через линзу с фокусным расстоянием $F = 9.5$ см, расположенную на расстоянии $2F$ от P , а ПЗС-матрица расположена на расстоянии $2F$ от линзы. Таким образом, изображение пучка на ПЗС-матрице — это перевернутое с коэффициентом увеличения 1 изображение профиля интенсивности на поверхности объекта. Размер опорного пучка на ПЗС-матрице составляет около 3 мм.

Эксперименты проводились с плоским двумерным четырехсекционным образцом, эскиз которого изображен на рис. 2, г. Образец изготавливался на 3D-принтере из непрозрачного пластика с 4-мя одинаковыми квадратными вырезами, три из которых покрывались пленочными поляризаторами с различным направлением азимута анизотропии: секция 1 — 0° относительно горизонтали, секция 2 — 45° , секция 3 — 90° . Секция 4 была покрыта прозрачной неполяризующей пленкой.

В соответствии с теоретическими выкладками проводились измерения корреляционных функций $G_0(\mathbf{r}_m)$, $G^{(x)}(\mathbf{r}_m)$ и $G^{(y)}(\mathbf{r}_m)$ для каждого пикселя ПЗС-матрицы с координатой \mathbf{r}_m . При измерении с помощью ПЗС матрицы производилась последовательная съемка кадров. Так, для расчета одной корреляционной функции делалось 4000 независимых фотографий. Расчет корреляционных функций проводился по формуле (3). Далее, учитывая, что объект-поляризатор близок к идеальному, пользуясь формулой (6), рассчитали значение модуля азимута

анизотропии $|\theta(\mathbf{r})|$ для каждого пикселя. Полученное поляризационное изображение четырехсекционного образца представлено на рис. 2, д. Величина $|\theta(\mathbf{r})|$ показана на рисунке цветной шкалой и измеряется в градусах. Полученные значения азимута анизотропии совпадают с точностью $\pm 7\%$ с выставленными при изготовлении образца.

Отметим, что в описанной методике измеряется $|\theta(\mathbf{r})|$, а не сам угол. Кроме того, не измеряется величина анизотропии и не учитывается эффект обычного линейного поглощения. Из-за этого область, в которой поглощение не зависит от поляризации, неотличима от области с азимутом анизотропии в 45° . Для учета указанных эффектов требуются более сложные схемы ФП, включающие в себя дополнительные измерения с отличными от вышеописанных направлениями оси поляризатора в восстанавливающем плече. Анализ того, как можно измерить абсолютные значения величины и азимута анизотропии в двухлинзовой схеме, приведен в нашей работе [25].

3. ПРИБОРНАЯ БАЗА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ РЕАЛИЗАЦИИ ФАНТОМНОЙ ПОЛЯРИМЕТРИИ В КВАНТОВОМ СВЕТЕ

Для экспериментальной реализации ФП в квантовом свете необходимо использовать оборудование, отличное от применяемого в ФП в классическом свете. К такому оборудованию относятся устройства для генерации и измерения одиночных фотонов: СПР-источник бифотонов, счетчики одиночных фотонов, многоканальный время-цифровой преобразователь и квантовый томограф. Описание этих приборов, разработанных и изготовленных в нашей лаборатории, приведено ниже.

3.1. Счетчик одиночных фотонов SPC-V1

Для регистрации отдельных фотонов в экспериментальной квантовой оптике используются специальные чувствительные детекторы — счетчики одиночных фотонов. В нашей лаборатории мы разработали счетчик одиночных фотонов SPC-V1, позволяющий регистрировать единичные фотоны в диапазоне от 400 до 1100 нм. Основные характеристики счетчика приведены в табл. 1, а его внешний вид — на рис. 3, в.

В счетчике используется лавинный фотодиод (ЛФД) Laser Components SAP500FP-10/22-FC-1BV.

Таблица 1. Технические характеристики счетчика SPC-V1

Характеристика	Значение
Диапазон чувствительности, нм	400–1100
Квантовая эффективность (810 нм), %	16
Максимальная скорость счета до насыщения, МГц	1
Перенапряжение, В	0–10
Мертвое время, нс	30–300
Диапазон регулировки температуры ЛФД °С	–20...25

Этот ЛФД предназначен для работы в гейгеровском режиме с активным гашением электронной лавины и сопряжен с волокном для ввода излучения, что позволяет его легко встроить в любую оптическую схему.

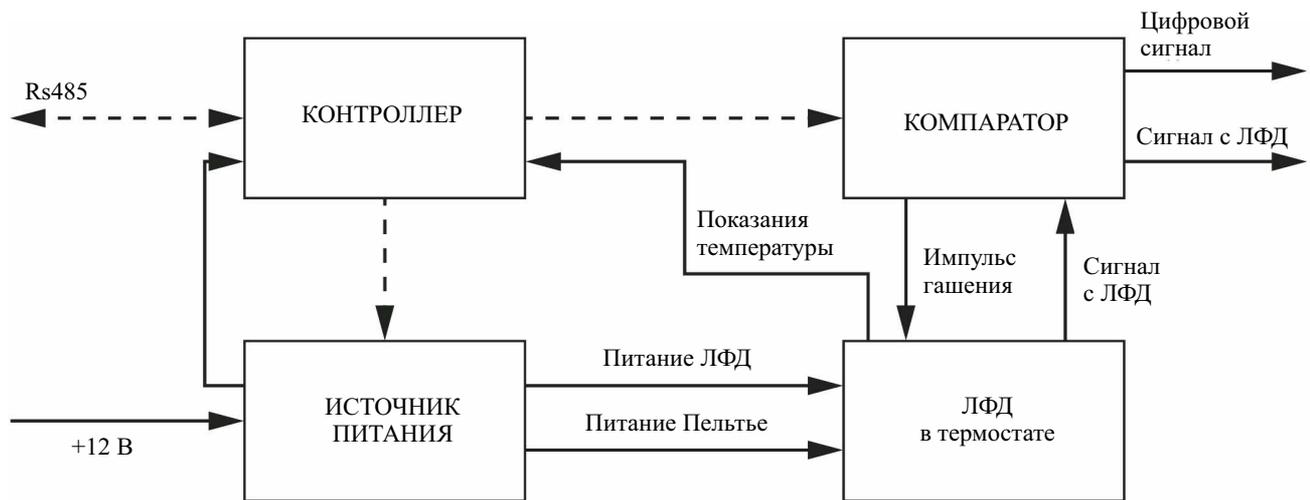
Структурно счетчик одиночных фотонов состоит из термостатированной платы ЛФД, платы компаратора, платы ЛФД-контроллера и источника питания (рис. 3, а). Все компоненты счетчика помещены в металлический корпус (рис. 3, б). Плата ЛФД-контроллера обеспечивает управление параметрами термостатирования, питания ЛФД и преобразования однофотонных фотоэлектрических импульсов в сигнал TTL. Контроллер управляется с ПК, подключенного по USB через переходник USB-RS485. Кроме того, контроллер подсчитывает зарегистрированные фотонные импульсы, что позволяет использовать счетчик без время-цифрового преобразователя в задачах, не требующих временного разрешения. Протокол RS485 используется для параллельного управления с одного USB-порта сразу несколькими счетчиками. Плата ЛФД с фотодиодом и термистором помещена в теплоизолирующую камеру, в которой заданная температура поддерживается с помощью элемента Пельтье. Ток питания элемента Пельтье регулируется контроллером по показаниям термистора. Сигнал с фотодиода подается на плату компаратора, в которой генерируется цифровой сигнал TTL, выводимый через коаксиальный разъем BNC. Исходный аналоговый сигнал в виде фотоэлектрических импульсов с ЛФД также доступен для считывания. При срабатывании компаратор генерирует импульс гашения для сброса ЛФД, параметры которого задаются контроллером.

Возможность внешнего управления позволяет реализовать гибкое изменение характеристик прибора: контролировать температуру и напряжение питания ЛФД, порог срабатывания компаратора, длительность и амплитуду гасящего импульса. Таким образом, в реальном времени можно влиять на основные параметры фотодетектирования: эффективность детектирования фотонов, мертвое время, скорость счета темных фотоотчетов. В зависимости от задачи пользователь может сам выбрать, какой параметр оптимизировать, что делает SPC-V1 более гибким прибором чем существующие аналоги. При этом предусмотрена возможность как задать указанные характеристики, так и сохранить их в энергонезависимой памяти контроллера для автономного использования счетчика.

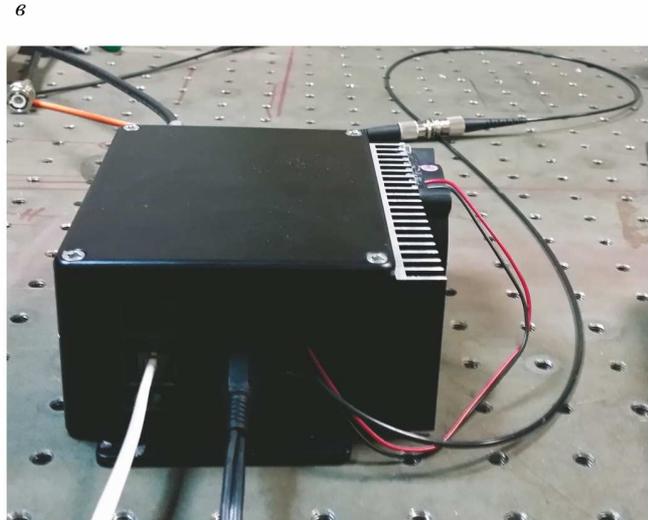
Для работы со счетчиком была разработана интерактивная программа APD VNIIOFI, написанная на LabView. Программа обладает удобным интерфейсом управления. Счетчики были доведены до коммерческого уровня и 2 экземпляра были поставлены по контракту во ВНИИОФИ, где совместно с нашей группой были использованы при разработке метрологических методик безэталонного измерения квантового выхода детекторов [31].

3.2. Время-цифровой преобразователь TDC-6

Разработанный в нашей лаборатории время-цифровой преобразователь (ВЦП) TDC-6 предназначен для регистрации цифровых электрических



а



б

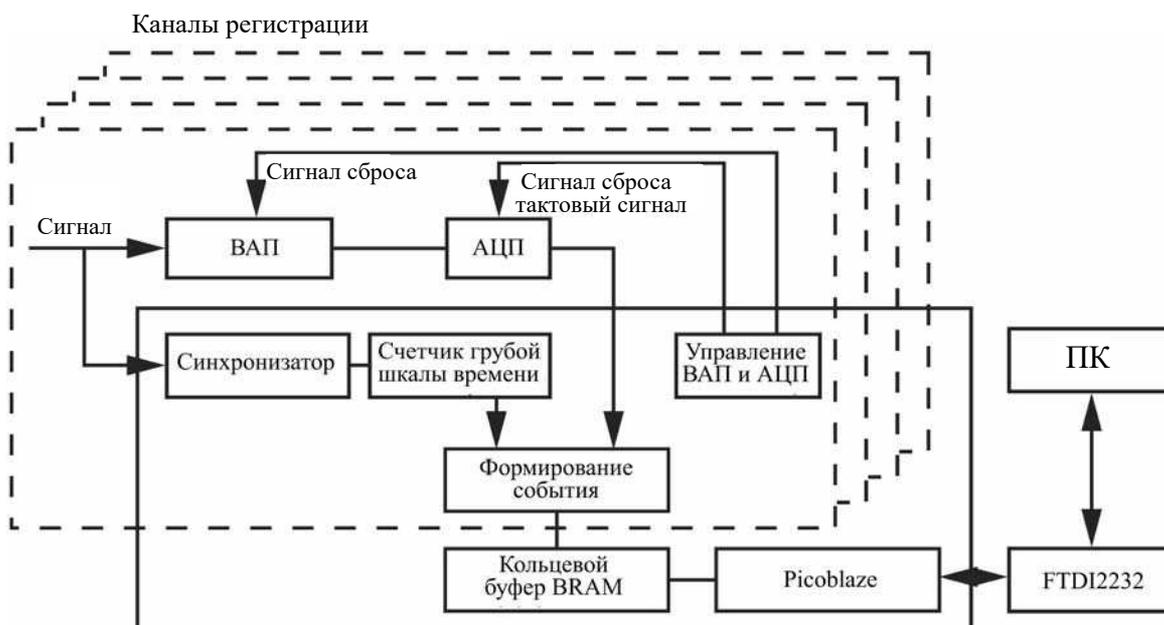
Рис. 3. Счетчик одиночных фотонов SPC-V1: а — блок-схема счетчика SPC-V1. Пунктиром показаны управляющие сигналы; б — компоновка электронных плат; в — внешний вид счетчика

импульсов с точной временной привязкой. Основная область применения прибора — сбор данных со счетчиков одиночных фотонов и их последующий корреляционный анализ, в том числе в реальном времени. Прибор имеет 4 цифровых входа (стандарт BNC), порт USB 2.0 и разъем питания. Основа устройства – ПЛИС семейства Spartan-6, формирующая грубую шкалу времени (дискрет — 12.5 нс) и позволяющая собирать данные с 4 независимых каналов, привязывать их к точной шкале времени (дискрет — 6 пс), отслеживать целостность собранных данных и через кольцевой буфер по внешнему запросу выдавать на USB-хост. Для поддержания постоянной высокой временной точности прибор оснащен системой автокалибровки, отслеживающей изменение характеристик аналого-цифрового преобразователя (АЦП) точной шкалы времени и компенсирующей уширение аппаратной функции каждого канала независимо. В сочетании с однофотонными детекторами SPC-V1 (или аналогичными) он составляет систему регистрации однофотонных импульсов с временным разрешением. Его основные характеристики приведены в табл. 2.

Таблица 2. Характеристики TDC-6

Характеристика	Значение
Скорость записи всех каналов	4 М отсчет/с
Количество каналов	4
Скорость записи данных в один канал	1 М отсчет/с
Скорость передачи данных	200 К отсчет/с
Мертвое время канала	900 нс
Размер временного дискрета	6 пс
RMS	15–20 пс
Уровень входного сигнала	LVTTL (5V tolerant)
Минимальная длина импульса	4 нс

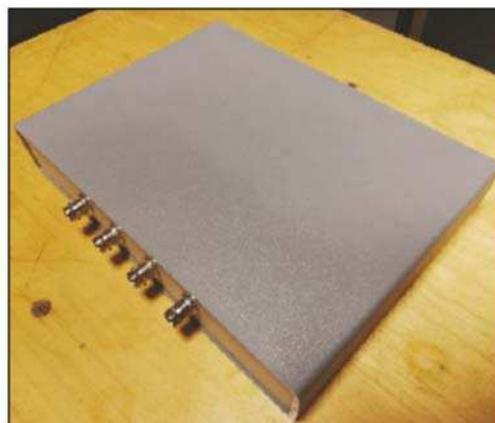
Структурная схема прибора и его компоновка приведены на рис. 4,а. TDC-6 состоит из 4 идентичных каналов регистрации событий. Каждый канал включает в себя систему грубой временной привязки на ПЛИС, состоящей из синхронизатора и счетчика тактов грубой временной шкалы, систему точной временной привязки в составе время-амплитудного преобразователя (ВАП) [32] и АЦП для оцифровки напряжения ВАП. Полученные временные данные



а



б



в

Рис. 4. Время-цифровой преобразователь TDC-6: а — блок-схема преобразователь TDC-6; б — компоновка электронных плат; в — внешний вид преобразователя

обрабатываются на ПЛИС, где формируется событие, содержащее номер канала, в котором был зарегистрирован электрический импульс, номер такта грубой шкалы времени, показания АЦП и флаг ошибки. События записываются в кольцевой буфер, из которого считываются по внешней команде и передаются на ПК по USB.

Прибор построен по модульному принципу (рис. 4,б). Основная плата включает в себя ПЛИС и входные каскады каналов с системой точной временной привязки. Отдельно выделен USB-контроллер на основе микросхемы FTDI FT2232H и источники питания: стабилизированного напряжения 12 В и напряжений питания ПЛИС и АЦП (+3.3 В, +5 В и -5 В).

Как уже указывалось, для достижения высокой временной точности событие последовательно привязывается к двум шкалам: грубой и точной, обеспечивающей временную поправку внутри дискрета грубой временной шкалы. Грубая шкала времени обеспе-

чивается тактовым сигналом задающего генератора ПЛИС с опорной частотой 80 МГц. Точная шкала времени внутри такта грубой шкалы обеспечивается ВАП, который состоит из управляемого источника постоянного тока и конденсатора с цепью разряда.

При регистрации электрического импульса запоминается номер такта грубой временной шкалы и запускается процедура точной привязки импульса. Процедура состоит в том, что сразу после регистрации импульса источник тока ВАП начинает заряжать конденсатор ВАП. По второму фронту тактового сигнала после регистрации импульса напряжение на конденсаторе оцифровывается АЦП и считывается ПЛИС, а сам конденсатор разряжается, чтобы ВАП был готов к приему следующего импульса. Отложенная оцифровка показаний ВАП применяется из-за того, что на начальном этапе зарядки конденсатора напряжение растет нелинейно, что приводит к уширению аппаратной функции. При задержке оцифровки на один такт зависимость напряжения от

времени становится почти линейной, что способствует сужению аппаратной функции и, соответственно, повышению точности временной привязки.

В идеальном случае зависимость времени от показаний АЦП линейна, при этом точность измерения времени равна дискрету АЦП (6 пс). В реальном устройстве неизбежно присутствует нелинейность ВАП, что приводит к ухудшению точности. Для компенсации нелинейности ВАП производится калибровка каждого из 4 каналов. Применение процедуры калибровки дало возможность достигнуть точности временной привязки импульса 20 пс. Для калибровки снимаются калибровочные гистограммы, для чего на вход каждого канала подается серия случайных, не связанных с тактовым генератором по частоте и фазе тестовых импульсов. TDC-6 в штатном режиме измеряет времена регистрации этих событий, пока не накопит достаточно большой массив данных, из которых строится гистограмма числа импульсов в зависимости от показаний АЦП, который оцифровывает напряжение на конденсаторе. С учетом того, что длина гистограммы должна составлять один период тактовой частоты ПЛИС, можно установить соответствие между показаниями АЦП и временной шкалой, т.е. провести калибровку. Расчет калибровочной функции $T(n)$ пересчета показаний АЦП во время проводится по формуле

$$T(n) = T_{\text{clk}} \left\{ 1 - \frac{\sum_{i=1}^n \text{hist}(i)}{\sum_{i=1}^N \text{hist}(i)} \right\}, \quad (8)$$

где T_{clk} — период тактового генератора ПЛИС, $\text{hist}(i)$ — количество событий с i отсчетами АЦП (калибровочная гистограмма), n — номер отсчета АЦП от 0 до N . Такой метод калибровки позволил сузить аппаратную функцию до ширины 20 пс.

Для управления TDC-6 и обработки получаемых данных был создан программный комплекс [33], позволяющий тестировать и калибровать прибор, а также проводить временные измерения, ограниченные по времени или количеству зарегистрированных импульсов. Прибор TDC-6 использовался во многих исследованиях, проведенных в лаборатории, например [31, 34–36].

3.3. СПР-источники запутанных по поляризации фотонов

Источник одиночных фотонов является ключевым устройством, необходимым для реализации фантомной поляриметрии. Мы остановились на источнике бифотонов, генерируемых в нелинейном кристалле в результате процесса спонтанного параметрического рассеяния (СПР). Для экспериментальной реализации ФП в квантовом свете необходимы как СПР-источники, генерирующие фотонные пары, запутанные по импульсу (волновому вектору), так и источники, генерирующие фотонные пары, дополнительно запутанные по поляризации. Для решения задач ФП в нашей лаборатории были разработаны и созданы несколько различных источников бифотонов на основе СПР, использующих неколлинеарное взаимодействие 1-го типа (e-oo). Использование неколлинеарного взаимодействия в ФП

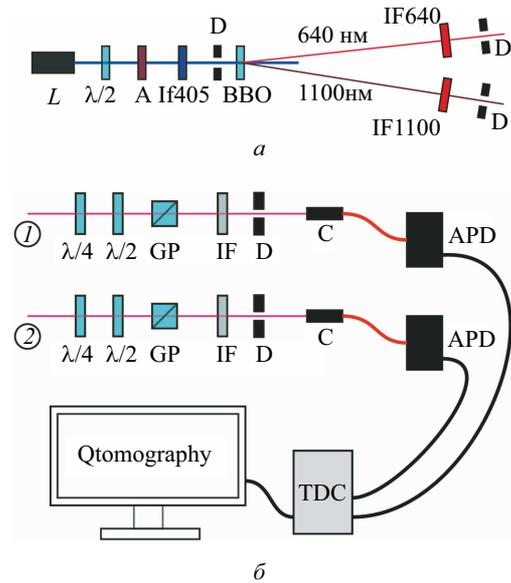


Рис. 5. *a* — Принципиальная схема невырожденного однокристалльного СПР-генератора. L — св-лазер с длиной волны 405 нм, с $\lambda/2$ — полуволновая пластинка, A — аттенюатор, IF405 — интерференционный светофильтр Thorlabs FB405 – 10; BBO — нелинейный кристалл β -BBO, вырезанный под первый тип неколлинеарного синхронизма; D — диафрагма, IF640 — интерференционный светофильтр Thorlabs FB610 – 10, IF1100 — интерференционный светофильтр Thorlabs FB1100 – 10; *b* — схема квантового томографа. Квантовый томограф имеет два входа (1) и (2). В томографе излучение в каждом из плеч последовательно проходит через четвертьволновую пластинку $\lambda/4$, полуволновую пластинку $\lambda/2$, призму Глана GP, диафрагму D и собирается коллиматором C в многомодовое волокно. Затем одиночные фотоны регистрируются детектором одиночных фотонов APD, сигнал с которых обрабатывается время-цифровым преобразователем TDC. Экспериментальные данные обрабатываются на компьютере с помощью программы Qtomography

имеет ряд преимуществ, таких как возможность изменения ширины углового спектра СПР в широком диапазоне, а также более простая фильтрация излучения накачки.

Схема одного из созданных СПР-источников, собранных с использованием неколлинеарного взаимодействия, изображена на рис. 5.а. В схеме генерируются пары одиночных фотонов в невырожденном по частоте режиме. Центральная длина волны сигнала фотона 640 нм, длина волны холостого фотона — 1100 нм. При изменении интенсивности накачки создаваемый поток одиночных фотонов перестраивается от 1 до 300000 фот/с. Источник генерирует запутанные по импульсу фотонные пары.

Также нами был создан источник, использующий излучение накачки на длине волны 532 нм и работающий в вырожденном по частоте режиме [37]. Источник генерирует фотонные пары, запутанные по импульсу, с центральной длиной волны 1064 нм.

Для того, чтобы получить запутанные по поляризации фотонные пары, в однокристалльную схему может быть добавлен второй такой же кристалл [38]. Такая схема называется двухкристалльной и способна генерировать фотонные пары в поляризационном состоянии Белла. Нами были созданы три

реализации двухкристальной схемы для генерации фотонных пар в вырожденном по частоте режиме с различными длинами волн накачки и углами неколлинеарности. В одном из источников используется излучение накачки на длине волны 532 нм. Получающиеся фотонные пары имеют центральную длину волны 1064 нм и имеют степень перепутанности Concurrence 0.945 ± 0.019 согласно результатам квантовой томографии поляризационного состояния его излучения [37]. Также нами были собраны два источника запутанных по поляризации фотонных пар, в которых в качестве накачки используется излучение лазера на длине волны 405 нм. Источники излучают фотонные пары, имеющие центральную длину волны 810 нм. Угол неколлинеарности составляет 3° и 17° соответственно. Использование источников с разным углом неколлинеарности позволяет управлять пространственным спектром излучения.

Одна из нерешенных проблем при создании СПР-источников по двухкристальной схеме является присутствие такой схеме снижение степени запутанности квантового состояния за счет эффект Мигдала [39], заключающегося в различии направлений поляризации фотонов генерируемых в первом и втором кристаллах в процессе неколлинеарного СПР. Величина угла поворота плоскости поляризации в процессе неколлинеарного СПР в кристалле ВВО была нами изучена в работах [40, 41]. Получено, что величина угла поворота плоскости поляризации, вызванного эффектом Мигдалла, может превышать 10° . Механизм влияния эффекта Мигдала на запутанность фотонных пар, получаемых в двухкристальной схеме, исследован в работах [37, 40–43]. Найдены способы полного устранения негативного влияния эффекта Мигдала на квантовое состояние бифотонов, генерируемых в двухкристальной схеме [44].

Излучение СПР-источников обладает всем набором свойств, необходимых для реализации принципа ФП в квантовом свете. Генерируемые ими фотоны могут быть запутанны не только по импульсу и пространству, но и по поляризации. Практическое использование СПР-источника в схеме квантовой ФП приведено в разд. 4.

3.4. Квантовый томограф

Для адекватного восстановления корреляционных функций при облучении образца потоком одиночных фотонов необходимо знать их квантовое состояние. Квантовые томографы позволяют провести серию измерений и восстановить матрицу плотности квантовой системы, описываемой некоторым набором степеней свободы, главной из которых для ФП является поляризационная степень свободы. Созданный нами квантовый томограф [45, 46] предназначен для измерения поляризационного состояния фотонных пар (бифотонов). Конструктивной особенностью является то, что на входе квантового томографа фотоны из пары должны быть разнесены по пространству. Томограф идеально подходит для измерения поляризационного состояния потока запутанных по поляризации фотонов, генерируемых СПР-источниками, собранными по неколлинеарной схеме. В принципе, томограф способен измерять и факторизованные поляризационные состояния бифотонов, однако такая

опция представляется избыточной, так как такие измерения можно осуществить путем измерения квантового состояния каждого из фотонов по отдельности. Разработанный томограф оптимизирован именно для измерения запутанных квантовых поляризационных состояний бифотонов.

Состояние фотонных пар, используемых в фантомной поляриметрии, можно охарактеризовать двумя степенями свободы — волновым вектором (импульсом) и поляризацией:

$$|\Psi\rangle = |\Psi(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)\rangle, \quad (9)$$

где $\mathbf{k}_{1,2}$ — волновой вектор первого и второго фотона из бифотонной пары, а $\mathbf{p}_{1,2}$ — вектор поляризации. Обычно в качестве базиса поляризации выбирается пара векторов $|H\rangle_{1,2}$ и $|V\rangle_{1,2}$, имеющих горизонтальное и вертикальное направления, ортогональные волновому вектору первого и второго фотонов соответственно.

Квантовый томограф измеряет величину

$$\hat{\rho}(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2) = \text{Tr}_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2} |\Psi(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)\rangle \langle \Psi(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2)|, \quad (10)$$

которая является матрицей плотности подсистемы, описываемой исключительно поляризационной степенью свободы, при этом по остальным степеням свободы, в нашем случае по \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 , квантовое состояние усреднено.

Созданный нами прибор способен полностью охарактеризовать поляризационную степень свободы бифотона. Устройство и принцип его работы детально изложены в работах [45, 46]. Томограф состоит из двух частей (рис. 5,б): измерителя квантовых состояний, позволяющего осуществить серию измерений над исследуемой квантовой системой, и персонального компьютера с программным обеспечением, реализующим алгоритм восстановления матрицы плотности на основе полученных экспериментальных данных — программой QTomography [45].

Также программа оценивает погрешности измерения элементов матрицы плотности [46] и рассчитывает значения характеристик измеряемого квантового состояния: чистоты (линейной энтропии и энтропии фон Неймана) и запутанности (concurrence, tangle и перепутывание формирования). Это дает полную информацию о поляризационном квантовом состоянии бифотонов, необходимую для успешного применения бифотонных источников в квантовой ФП.

Для измерения квантового поляризационного состояния излучение тестируемого источника фотонных пар вводят в квантовый томограф, имеющий два входа (по одному для каждого из фотонов). Для этой цели используют юстировочные лазеры, предусмотренные в конструкции квантового томографа. Непосредственно процедура измерения квантового состояния состоит из двух этапов. На первом этапе с помощью измерителя квантовых состояний производится серия измерений проекций измеряемого квантового состояния на набор из 16 заданных поляризационных квантовых состояний. Для этой цели в квантовом томографе предусмотрены два универсальных поляризатора, по одному в каждом из входных плеч томографа. Универсальный

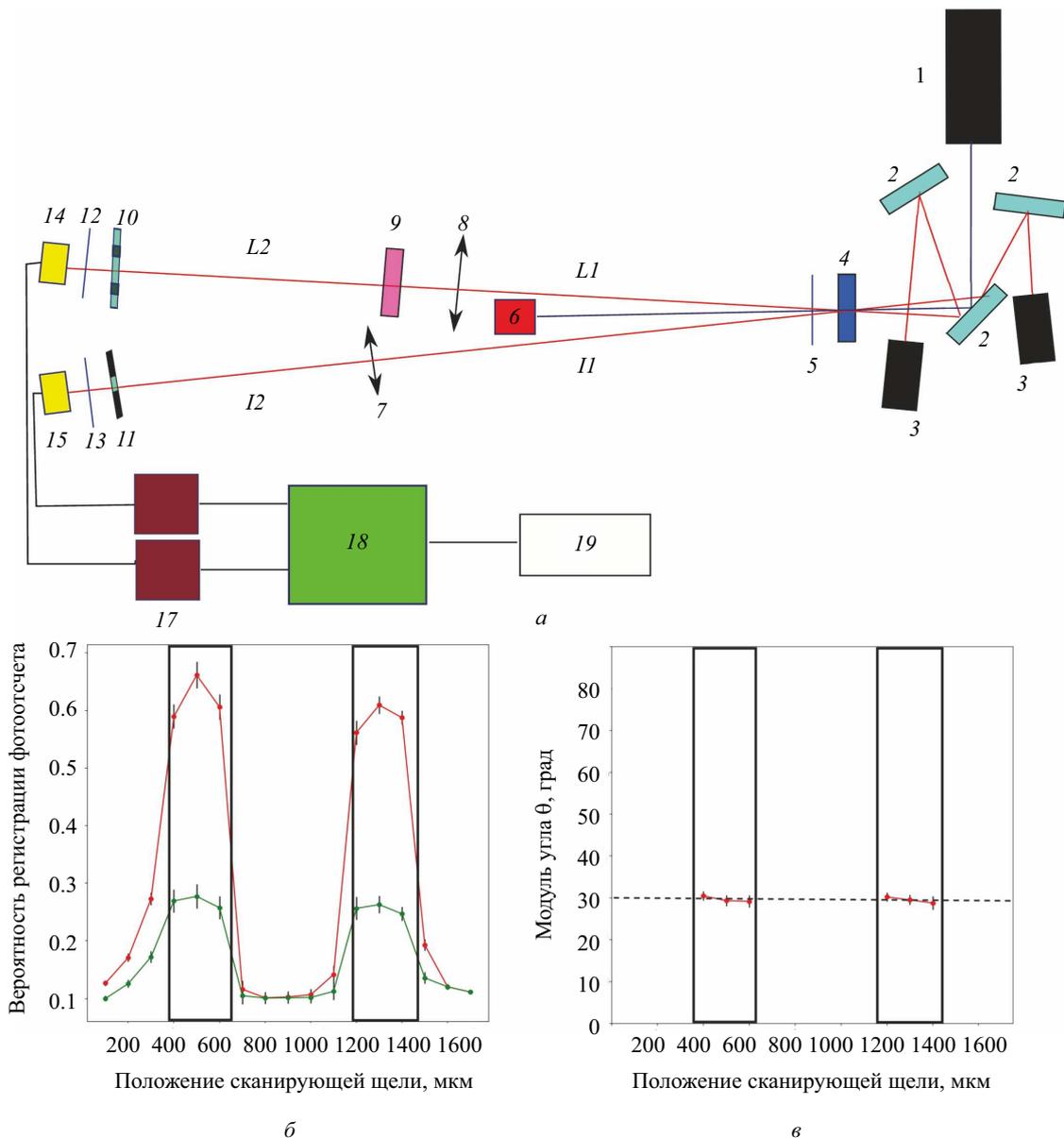


Рис. 6. Квантовая ФП. а — Схема квантового фантомного поляриметра: 1 — лазер накачки, 2 — юстировочные зеркала, 3 — лазеры для юстировки, 4 — нелинейный кристалл ВВО, 5, 12, 13 — интерференционные фильтры, 6 — экран, 7 — линза в восстанавливающем плече, 8 — линза в объектном плече, 9 — полуволновая пластинка, 10 — объект; 11 — сканирующая щель, 14, 15 — входные коллиматоры волокна; 16, 17 — счетчики одиночных фотонов, 18 — времяцифровой преобразователь, 19 — персональный компьютер; б — вероятность регистрации совпадающих фотоотсчетов в зависимости от положения сканирующей щели; в — восстановленное одномерное фантомное поляризационное изображение двойной щели с наложенным пленочным поляризатором

поляризатор состоит из призмы Глана, полу- и четвертьволновой пластинок. Он пропускает фотоны с поляризацией, определяемой положением этих пластинок, и поглощает фотоны с ортогональной поляризацией. Универсальный поляризатор можно установить для пропускания любой поляризации (в частности, линейной или циркулярной). При этом квантовое состояние поляризации фотонных пар, пропускаемых Универсальным поляризатором, является измерительным квантовым состоянием при проведении упомянутых 16 измерений проекции измеряемого квантового состояния. Поэтому после прохождения универсальных поляризаторов количество коррелированных фотонов уменьшается и становится пропорциональным вероятности измерения фотонной пары в установленном на Универсальном

поляризаторе измерительном квантовом состоянии. В каждом из плеч универсальный поляризатор устанавливается для пропускания фотонов в одном из пяти поляризационных состояний, являющихся измерительным базисом.

Измерения фотонов производятся в состоянии линейной (вертикальной, горизонтальной, диагональной) или циркулярной (правой, левой) поляризации. Измерительные базисы состояния бифотона являются соответствующими комбинациями базисных состояний плеч томографа. При этом для полного восстановления квантового состояния (вычисления матрицы плотности) достаточно измерений в 16 специально подобранных измерительных базисах [47]. Переход между базисными состояниями осуществляется путем изменения положения волновых пла-

стинок в универсальных поляризаторах. Программа QTomography позволяет задать любую из 16 базисных конфигураций универсального поляризатора и обработать полученные экспериментальные данные. В задачи данной программы входит: получение томографической и наиболее вероятнейшей оценки элементов матрицы плотности; оценка погрешностей полученных элементов матрицы плотности; вычисление значений характеристик измеряемого квантового состояния, а именно чистоты (линейная энтропия и энтропия фон Неймана) и запутанности (concurrence, tangle и перепутывания формирования); расчет погрешностей энтропий и concurrence.

4. ФАНТОМНАЯ ПОЛЯРИМЕТРИЯ В КВАНТОВОМ СВЕТЕ

В данном разделе будут рассмотрены экспериментальные методики и оборудование, сделавшее возможной экспериментальную реализацию квантовой фантомной поляриметрии (КФП). КФП обладает рядом преимуществ перед ФП в классическом тепловом свете: отсутствие фона в итоговом изображении и более простой алгоритм обработки результатов измерений. Однако для реализации КФП необходимо специальное оборудование, описание которого было приведено в разд. 3.

Для экспериментальной реализации КФП была создана установка, схема которой приведена на рис. 6,а. В качестве источника бифотонов использовался СПР-источник первого типа на нелинейном кристалле ВВО, работающий в неколлинеарном вырожденном режиме с типом синхронизма $e \rightarrow oo$. Кристалл вырезан таким образом, что вдоль противоположных образующих конуса с углом раствора в 3° распространяются парные коррелированные фотоны СПР с длиной волны 810 нм. Накачка кристалла ВВО (4) производилась непрерывным лазером (1) мощностью 70 мВт с длиной волны $\lambda_{pump} = 405$ нм и длиной когерентности $l_{ког} = 100$ см. Диаметр пучка накачки был приблизительно 1.1 мм.

Изначальные поляризационные состояния обоих фотонов СПР идентичны и совпадают с базисным направлением V' (вертикальная поляризация относительно плоскости стола). Сгенерированные в кристалле фотоны проходят через светофильтр (5) с полосой пропускания 810 ± 10 нм, вырезающий часть частотно-углового спектра СПР. Один из фотонов направлялся в верхнее (объектное) плечо, второй — в нижнее (восстанавливающее). Ширина каждого из пучков была приблизительно 500 мкм.

Для регистрации фотонов использовались счетчики (16, 17) одиночных фотонов SPC-V1 и время-цифровой преобразователь TDC-6 (18), изготовленные коллективом. Красным цветом на рисунке изображены пучки юстировочных лазеров (3), совпадающих с направлениями распространения фотонов из СПР-источника. Объект (10) помещается в верхний канал непосредственно перед коллиматором оптоволокна (14), соединенного с фотодетектором. В установке использовались коллиматоры с фокусным расстоянием 7,5 мм. В восстанавливающем канале перед коллиматором волокна помещалась

сканирующая щель (11), которая могла перемещаться перпендикулярно направлению распространения фотонов. Перед коллиматорами были установлены интерференционные фильтры (12, 13), пропускающие излучение СПР на длинах волн от 800 нм до 820 нм и отсекающие фотоны засветки. На расстоянии $l_1 = 15$ см от кристалла находится линза (7) с фокусным расстоянием $f = 10$ см, далее на расстоянии $l_2 = 30$ см находится сканирующая щель (11) шириной $d = 100$ мкм. Линза (7) передает увеличенное в два раза изображение с поверхности кристалла в плоскость щели. Фотоны собираются коллиматором детектора. В объектном канале на расстоянии $L_1 = 40$ см от кристалла находится линза (8) с фокусным расстоянием $F = 20$ см. После линзы стоит полуволновая пластинка (9). Далее на расстоянии $L_2 = 40$ см располагается объект, а сразу за ним — коллиматор собирающего детектора (14). Линза (8) передает изображение с поверхности кристалла в плоскость объекта без увеличения.

Методика измерений заключается в следующем. В восстанавливающем плече происходит одномерное сканирование опорного пучка фотонов сканирующей щелью в направлении, перпендикулярном объектному лучу. При этом объект последовательно освещается фотонами с двумя взаимно ортогональными поляризациями. Поворот поляризации осуществляется волновой пластинкой (9). При каждом положении сканирующей щели в течение 60 с происходит регистрация фотоотсчетов в опорном и объектном плечах детекторами (16) и (17), а время-цифровым преобразователем (18) регистрируются времена их появления. Полученные данные передаются на компьютер (19), где отбираются фотоотсчеты, одновременно зарегистрированные обоими фотодетекторами и строятся графики вероятности таких совпадений в зависимости от положения сканирующей щели для двух ортогональных поляризаций. При этом данные нормируются на результаты аналогичных измерений в отсутствие объекта. Экспериментально полученные графики представлены на рис. 6,б. Вертикальные прямоугольники показывают контуры исследуемого объекта, представляющего собой две щели размером 150 мкм, находящиеся на расстоянии 200 мкм, с наложенным на них линейным поляризатором с азимутом анизотропии в лабораторной системе координат $\theta = 30^\circ$ и величиной анизотропии $P = 0$. Красный график соответствует горизонтальной поляризации падающего на объект излучения, а зеленый — вертикальной. В эксперименте направление движения сканирующей щели совпадало с осью x , а сама щель была расположена вдоль оси y параллельно щелям объекта.

Покажем теперь, как из полученных данных строится поляризационное фантомное изображение. Под поляризационными фантомными изображениями естественно понимать тоже самое, что и в классическом свете, т.е. распределение параметров, характеризующих поляризационные свойства объекта по сечению образца. Описываемый эксперимент является первой экспериментальной реализацией ФП в квантовом свете. Полученные результаты демон-

стрируют реализуемость принципов ФП в потоке одиночных фотонов в одномерном случае.

Как известно, в СПР–процессе фотоны рождаются парами, причем в выходной плоскости кристалла их появление в каком-либо месте кристалла в пределах поперечного размера пучка накачки случайно, но жестко коррелировано по пространству. Так как линзы (7, 8) передают изображения, то можно считать, что место появления фотона в плоскости объекта также будет коррелировано по пространству с появлением второго фотона из пары в плоскости, где расположена сканирующая щель. Однако в описываемой схеме необходимо учитывать масштабирование передаваемых линзами изображений.

Исходя из вышесказанного становится очевидным, что графики, изображенные на рис. 6, б, представляют собой амплитудные изображения щелей, т.е. распределение коэффициента пропускания $T(r)$ по сечению образца, полученные при облучении объекта фотонами с взаимно ортогональными поляризациями. В предположении, что поляризационные свойства объекта определяются линейным дихроизмом с нулевой величиной анизотропии, коэффициенты поглощения при облучении образца горизонтально и вертикально поляризованными фотонами будут, соответственно, равны $T_h(r) = T_0(r) \cos^2 \theta(r)$ и $T_v(r) = T_0(r) \sin^2 \theta(r)$, где $T_0(r)$ — коэффициент пропускания, не зависящий от направления поляризации падающего на образец света. Тогда, как нетрудно видеть, модуль азимута анизотропии

$$|\theta(r)| = \arctan \sqrt{\frac{T_v(r)}{T_h(r)}}. \quad (11)$$

Полученные одномерные поляризационные фантомные изображения, т.е. зависимость азимута анизотропии от поперечной координаты вдоль оси x , приведены на рис. 6, в. Точки для наглядности соединены прямыми линиями. В описываемой схеме получается изображение с двухкратным увеличением. Полученное значение азимута анизотропии составило 30° с погрешностью в 6% и оставалось постоянным по всей ширине щелей.

Полученные результаты демонстрируют возможность экспериментальной реализации ФП в квантовом свете при облучении образца потоком бифотонов, генерируемых СПР-источником.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как уже отмечалось, ФП расширяет возможности уже ставших традиционными амплитудных и фазовых методов фантомных изображений, включая в свой инструментарий дополнительную поляризационную степень свободы используемого света. Также есть все основания рассчитывать на значительные перспективы в плане ее практического применения, в особенности для создания оптоволоконных фантомных систем, в частности фантомных эндоскопов, работающих как в классическом, так и в квантовом свете. ФП, в особенности в однофотонном варианте, качественно расширяет возможности обычной поляриметрии, открывая путь к созданию уникальной, недоступной в рамках существующих технологий, медицинской нетравмирующей диагностической

техники нового поколения, а также поляризационных систем распознавания образов при космической и аэросъемке объектов, невидимых в обычном свете.

Разработанные в нашей группе приборы, описание которых представлено в данной работе, готовы к мелкосерийному производству. Они могут быть использованы не только для ФП, но и для широкого круга научно-исследовательских работ в области квантовой оптики, и для решения ряда практических задач, стоящих перед современными квантовыми оптическими технологиями.

Настоящая работа представляет собой обзор результатов по разработке и развитию метода фантомных изображений, полученных нашей научной группой за последние несколько лет. Обзор подготовлен и написан за счет средств гранта Российского научного фонда (проект № 21-12-00155).

Авторы выражают благодарность всему коллективу лаборатории экспериментальной и теоретической квантовой оптики, за неоценимую помощь в экспериментальной реализации ФП, а также Д. В. Яковлеву и Е. А. Мамонову за их вклад в разработку счетчиков одиночных фотонов и время-цифровых преобразователей. Д. П. Агапов благодарит за поддержку фонд «БАЗИС» в рамках стипендии 19-2-6-211-1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Klyshko D. N.* // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1988. **94**. P.82.
2. *Belinskii A. V., Klyshko D. N.* // JETP.1994. **78**. N 3. P. 259.
3. *Strekalov D. V., Sergienko A. V., Klyshko D. N., Shih Y. H.* // Phys. Rev. Lett. 1995. **74**. N 18. P. 3600.
4. *Pittman T. B., Shih Y. H., Strekalov D. V., Sergienko A. V.* // Phys. Rev. A. 1995. **52**. N 5. P. R3429.
5. *Bennink R. S., Bentley S. J., Boyd R. W.* // Phys. Rev. Lett. 2002. **89**. N 11. P. 113601.
6. *Yu H., Lu R., Han S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2016. **117**. N 11. P. 113901.
7. *Pelliccia D., Rack A., Scheel M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2016. **117**. N 11. P. 113902.
8. *Olivieri L., Gongora JS. T., Peters L. et al.* // Optica. 2020. **7**. N 2. P. 186.
9. *Olivieri L., Gongora JS. T., Pasquazi A. et al.* // ACS Photonics. 2018. **5**. N 8. P. 3379.
10. *Li M. Q., Lan R. M., Liu X. F. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2020. **117**. N 8. P. 084102.
11. *Hodgman S. S., Bu W., Mann S. B. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2019. **122**. N 23. P. 233601.
12. *Xu Z. H., Chen W., Penuelas J. et al.* // Optics express. 2018. **26**. N 3. P. 2427.
13. *Brown H. R., Twiss R. G.* // Phil.mag. 1954. **45**. P. 663.
14. *Vladimir K., Jaakko A.* // J. Opt. Soc. 2012. **29**. P. 1556.
15. *Wang Y., Liu Y., Suo J. et al.* // Sci. Rep. 2017. **7**. P. 45325.
16. *Donoho D. L.* // IEEE Transactions on information theory. 2006. **52**. N 4. P. 1289.
17. *Katz O., Bromberg Y., Silberberg Y.* // Appl. Phys. Lett. 2009. **95**. N 13. P. 131110.
18. *Kurum U., Wiecha P. R., French R., Muskens O. L.* // Optics express. 2019. **27**. N 15. P. 20965.
19. *Zhang L., Xu R., Wang K. et al.* // Optics and Lasers in Engineering. 2020. **134**. P. 106197.
20. *Balakin D. A., Belinsky A. V.* // Quantum Information Processing. 2020. **19**. P. 316.
21. *Shirai T., Kellock H., Setala T., Friberg A. T.* // Optics letters. 2011. **36**. N 15. P. 2880.

22. Kellock H., Setala T., Shirai T., Friberg A. T. // JOSA A. 2012. **29**. N 11. P. 2459.
23. Kellock H., Setala T., Friberg A. T., Shirai T. // Journal of Optics. 2014. **16**. N 5. P. 055702.
24. Chirkin A. S., Gostev P. P., Agapov D. P., Magnitskiy S. A. // Laser Phys. Lett. 2018. **15**. N 11. P. 115404.
25. Magnitskiy S. A., Agapov D. P., Chirkin A. S. // Optics letters. 2020. **45**. N 13. P.3641.
26. Liu C., Chen J., Liu J., Han X. // Opt. Express. 2018. **26**. P.10048–10064.
27. Fukui T., Kohno Y., Tang R. et al. // J.Light. Technol. 2021. **39**. P.839.
28. <https://labmsu.koddys.ru/subject>
29. Goodman J. W. Statistical Optics. Wiley-Interscience. New York, 1985.
30. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981. (Akhmanov S. A., D'yakov Y. E., Chirkin A. S. Introduction into Statistical Radiophysics and Optics. Nauka, 1981.)
31. Gostev P. P., Agapov D. P., Demin A. V. et al. // Measurement Techniques. 2019. **61**. N 12. P. 1166.
32. Kalisz J. // Metrologia. 2003. **41**. N 1. P. 17.
33. <https://zenodo.org/record/5137210>
34. Gostev P. P., Magnitskiy S. A. // Zhurnal Prikladnoi Spektroskopii. 2016. **83**. N 6–16. P.21.
35. Гостев П. П., Агапов Д. П., Чиркин А. С. и др. // Нигматуллинские чтения-2018: Международная научная конференция. 9–12 октября 2018. Тезисы докладов. 2018. **2**. С. 201.
36. Magnitskiy S. A., Gostev P. P., Agapov D. P. // IEEE Conference Publications: 2018 International Conference Laser Optics (LO). 2018.
37. Magnitskiy S. A., Frolotsev D. N., Firsov V. V. et al. // Journal of Russian Laser Research. 2015. **36**. N 6. P.618.
38. Kwiat P. G., Waks E., White A. G. et al. // Phys. Rev. A. 1999. **60**. N 2. P. R773.
39. Migdall A. // JOSA B. 1997. **14**. N 5. P. 1093.
40. Frolotsev D. N., Magnitskiy S. A. // Physics of Wave Phenomena. 2017. **25**. N 3. P. 180.
41. Frolotsev D. N., Magnitskiy S. A. // Generation and registration of polarization-entangled photon pairs in the presence of the Migdall effect. In 2020 International Conference Laser Optics (ICLO). 2020. P. 1.)
42. Frolotsev D. N., Magnitskiy S. A. // Polarization-entangled photon pairs generation via interference of nonorthogonal quantum states. In 2020 International Conference Laser Optics (ICLO). 2020. P. 1.)
43. Frolotsev D. N., Magnitskiy S. A. // EPJ Web of Conferences. 2019. **220**. P. 03016
44. Фроловцев Д. Н., Магницкий С. А. // патент RU 2 636 808 С1. 2017.
45. Frolotsev D. N., Magnitskiy S. A., Demin A. V. // Measurement Techniques. 2020. N 4.
46. Frolotsev D. N., Magnitskiy S. A., Demin A. V. // Measurement Techniques. 2021. (В печати)
47. James D. F. V., Daniel F. V., Kwiat P. G. et al. // Phys. Rev. A. 2020. **64**. P. 052312.

Ghost Polarimetry in Classical and Quantum Light

S. A. Magnitskiy^a, D. P. Agapov, I. A. Belovolov, P. P. Gostev, D. N. Frolotsev, A. S. Chirkin

Department of General Physics and Wave Processes, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University Moscow 119991, Russia

E-mail: ^asergeymagnitskiy@gmail.com

The main aspects of ghost polarimetry (GP), a new promising direction in ghost optics that recently is being developed by our group, are discussed. In modern terminology, GP is an intelligent optical imaging system belonging to the class of artificial intelligence systems. The principles of the theory of GP in both classical and quantum light are considered. The methods and schemes of experimental implementation of GP are discussed. The instrument base, which was created in our laboratory for implementing GP in quantum light, includes counters of single photons, a time-to-digital converter, correlated photon sources and a quantum tomograph, is described.

Keywords: ghost imaging, photon, quantum optics, fiber optics, images, image processing, information, statistical optics, photon counters, correlations.

PACS: 42.50.St.

Received 30 July 2021.

English version: *Moscow University Physics Bulletin. 2022. 77, No. 6. Pp. 424.*

Сведения об авторах

1. Магницкий Сергей Александрович — канд. физ.-мат.наук, доцент; тел.: (495) 939-27-34, e-mail: sergeymagnitskiy@gmail.com.
2. Агапов Дмитрий Павлович — аспирант; тел.: (495) 939-27-34, e-mail: dimaagapov@mail.ru.
3. Беловолов Иван Андреевич — студент; тел.: (495) 939-27-34, e-mail: ivan.belovolov@mail.ru.
4. Гостев Павел Павлович — мл. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-27-34, e-mail: fongostev@gmail.com.
5. Фроловцев Дмитрий Николаевич — физик 2-й категории; тел.: (495) 939-27-34, e-mail: frolovcev.dmitriy@physics.msu.ru.
6. Чиркин Анатолий Степанович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-27-34, e-mail: aschirkin@physics.msu.ru.