

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКЛ-ПОЛЕЙ ПРИ РАССЕЯНИИ КОГЕРЕНТНОГО СВЕТА НА БИНАРНЫХ И ПОЛУТОНОВЫХ ГОЛОГРАММАХ

Н. Н. Давлетишин^{a,b}, Д. А. Иконников^{a,b}, С. А. Мысливец^{a,b}, А. М. Вьюнышев^{a,b},
А. С. Чиркин^c*

^a *Институт физики им. Л. В. Киренского,
ФИЦ КНЦ Сибирского отделения Российской академии наук
660036, Красноярск, Россия*

^b *Институт инженерной физики и радиоэлектроники, Сибирский федеральный университет
660041, Красноярск, Россия*

^c *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 21 марта 2025 г.,
после переработки 30 мая 2025 г.
Принята к публикации 2 июня 2025 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований спекл-полей, формируемых при рассеянии когерентного лазерного излучения пространственным модулятором света. Изучены статистические характеристики рассеянного света, полученного при облучении бинарных и полутонковых голограмм. Установлено, что в обеих ситуациях случайные спекл-поля обладают гауссовой статистикой. Показано, что радиус пространственной корреляции для спекл-полей, полученных при рассеянии на полутонковых голограммах, меньше, чем на бинарных голограммах. Проведенный сравнительный анализ рассеянного на голограммах света представляет практический интерес для областей применения спекл-полей.

DOI: 10.31857/S0044451025080024

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы интерес к изучению структурированных световых полей значительно возрос, что обусловлено как развитием способов генерации и модуляции света, так и расширением области их применения. Спекл-поля представляют собой пример структурированных световых полей со случайными распределениями амплитуды и фазы в пространстве. Исследования спекл-полей способствуют развитию новых подходов к улучшению качества изображения и увеличению разрешающей способности методов визуализации. Спекл-поля могут быть получены в результате рассеяния когерентного света от шероховатой поверхности или при прохождении через рассеивающую среду [1, 2]. Обычно функция распределения вероятности интенсив-

ности полученных спекл-полей подчиняется экспоненциальному распределению [1, 2], что отвечает гауссовой статистике поля. В то же время в работах [3–6] показана возможность получения спекл-полей с негауссовой статистикой. Использование пространственных модуляторов света с возможностью амплитудно-фазовой модуляции позволяет генерировать так называемые суб- [3–5] и суперрэлеевские [3, 6] спекл-поля, согласно предложенной в этих работах классификации. Помимо генерации суб- и суперрэлеевских спекл-полей предложен подход получения спекл-полей с заданной статистикой [7]. Возможность управления статистикой спекл-полей позволяет увеличить пространственное разрешение [6], что является ключевой проблемой оптической микроскопии [8].

Примерами использования спекл-полей являются лазерная спекл-контрастная визуализация [9, 10] и оптическая микроскопия [11, 12]. Спекл-контрастная визуализация основана на освещении

* E-mail: vyunishev@iph.krasn.ru

поверхности неоднородной среды (например, биологического объекта) спекл-полями и проведении статистического анализа рассеянного излучения. Помимо спекл-контрастной визуализации, спекл-поля получили широкое распространение в методе фантомных изображений [13, 14]. Особенностью такого метода визуализации является применение псевдотеплового источника света с гауссовой статистикой поля, которое позволяет получать фантомные изображения при измерении корреляционной функции интенсивности второго порядка (см., например, [13]). В качестве псевдотеплового источника света могут выступать различного рода модуляторы, такие как матовые диски [13, 15, 16], пространственные модуляторы света [16–19], жидкокристаллические элементы [20] и цифровые микрозеркальные устройства [21, 22]. За последние десять лет в фантомной оптике начали активно использоваться спекл-поля с негауссовой статистикой. Так, в работе [23] исследовалось влияние различных разновидностей спекл-полей на качество фантомного изображения. В работе [24] рассмотрено влияние рэлеевских, субрэлеевских и суперрэлеевских случайных световых полей на разрешающую способность метода. Показано, что использование полей с субрэлеевской статистикой обеспечивает лучшее разрешение изображения восстановленного объекта, чем в случае рэлеевских и суперрэлеевских полей. Однако контраст восстановленного фантомного изображения был выше при использовании полей с суперрэлеевской статистикой. Еще одним важным статистическим параметром для применения спекл-полей является радиус корреляции. Так, например, в работе [19] показана зависимость радиуса корреляции от угла падения лазерного пучка на пространственный модулятор света и от числа задействованных пикселей пространственного модулятора света. В описанных выше работах в качестве загружаемых на пространственный модулятор света фазовых масок использовались маски со случайным распределением фазы с плавным (полутонные) или бинарным типом модуляции. Представляет практический интерес сравнительный анализ статистических пространственных характеристик спекл-полей, полученных с использованием фазовых масок на основе полутонных и соответствующих им бинарных голограмм.

Цель данной работы состоит в проведении соответствующего анализа на основе полученных экспериментальных результатов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И СИНТЕЗ ГОЛОГРАММ

Предметом исследования являются спекл-поля, формируемые с помощью пространственного модулятора света при прохождении через него пучка когерентного лазерного излучения. Оптическая схема для измерения характеристик спекл-полей показана на рис. 1. В качестве модулятора использовался амплитудно-фазовый пространственный модулятор света HOLOEYE LC 2012 (размер пикселей — 36×36 мкм²). Матрица пространственного модулятора света представляет собой двумерный массив жидкокристаллических ячеек. В основе оптической схемы лежит предложенная в работе [12] схема по получению фантомных изображений микрообъекта, точнее, ее часть, отвечающая за воспроизводящий канал. Пучок света гелий-неонового лазера ($\lambda = 633$ нм, степень поляризации — 1:100) проходил через призму Глана 1 и полуволновую пластинку 2, а затем расширялся с помощью телескопа с трехкратным увеличением 3. Пучок направлялся на центральную часть рабочей области пространственного модулятора света 4. На входе модулятора лазерный пучок имел эллиптическую форму с размерами полуосей $a_x = 2.4$ мм и $a_y = 2.1$ мм (по уровню $1/e$).

Сгенерированные на компьютере случайные маски загружались на пространственный модулятор света для формирования амплитудно-фазовых голограмм. При прохождении света через пространственный модулятор света в рассматриваемой плоскости 6 (на расстоянии $L = 100$ мм) формируются спекл-поля вследствие дифракции на случайных голограммах. Для анализа спекл-полей, вблизи пространственного модулятора света устанавливается длиннофокусная линза 7 ($f = 150$ мм) в

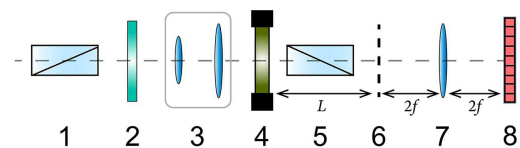


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для измерения пространственных распределений интенсивности дифрагированного света вблизи пространственного модулятора света: 1 — поляризатор (призма Глана), 2 — полуволновая пластинка, 3 — телескоп, 4 — пространственный модулятор света, 5 — анализатор (призма Глана), 6 — плоскость регистрации, 7 — длиннофокусная линза, 8 — CMOS-камера

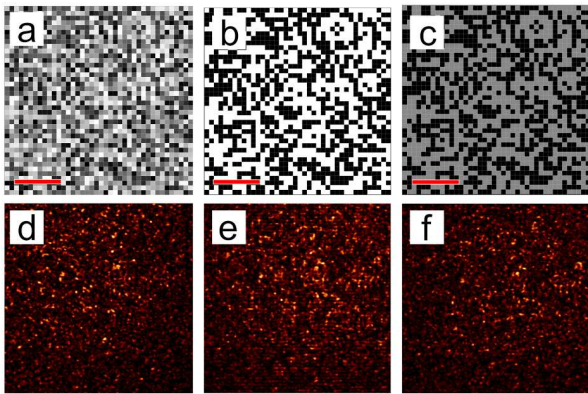


Рис. 2. Случайные маски в увеличенном масштабе (*a, b, c*) и соответствующие им распределения интенсивности спекл-поля (*d, e, f*): *a, d* — маска полутонного типа со степенью модуляции $[0, 255]$; *b, e* — маска бинарного типа со степенью модуляции $[0; 255]$; *c, f* — маска бинарного типа со степенью модуляции $[0; 128]$. Масштабный отрезок (красная линия) соответствует 360 мкм

схеме 4*f*. Для регистрации спекл-полей использовалась CMOS-камера 8, расположенная на расстоянии 300 мм от фокусирующей линзы.

В проведенных экспериментах поляризация света, падающего на пространственный модулятор света, задавалась с помощью полуволновой пластинки. Для определенности поляризация падающего излучения была вертикальной. Штатное программное обеспечение модулятора позволяет управлять уровнем градаций серого (степенью модуляции) загружаемых масок попиксельно, который принимает значения от 0 до 255, что соответствует изменению фазы световой волны от 0 до π рад. Согласно руководству пользователя модулятора света изменение фазы от 0 до π рад нелинейным (однозначным) образом связано со степенью модуляции. В данной работе использовались два типа загружаемых случайных масок, а именно, с полутонным (плавным) и бинарным изменением степени модуляции. Случайные маски генерировались с использованием стороннего программного обеспечения с учетом размера рабочей области пространственного модулятора света (1024×768 пикселей). Использование генератора случайных чисел позволяет генерировать статистически независимые значения в диапазоне $[0, 255]$. Таким образом, было сгенерировано 1000 масок с полутонным случайным распределением коэффициента (степени) модуляции фазы. На их основе были получены бинарные маски из условия, что пикселям со значениями степени модуляции от 0 до 127 присваивалось значение фазы 0 рад, а оставшимся

пикселям со степенью модуляции $[128, 255]$ — максимальное значение π рад. Кроме бинарных масок с максимальной степенью модуляции 255, аналогичным образом были получены маски со степенью модуляции $[0; 128]$, в которых пикселям со степенью модуляции от 0 до 127 присваивалась фаза 0 рад, в то время как для остальных пикселей она принимала значение, немного отличающееся от $\pi/2$ рад, в соответствии с нелинейным характером зависимости от степени модуляции. Полученные бинарные маски имеют схожую пространственную структуру, но не значение фазы в отдельно взятом пикселе. Примеры случайных масок (в увеличенном масштабе), полученных описанным способом, представлены на рис. 2 *a, b, c*. При дифракции лазерного излучения на рассматриваемых фазовых масках формируются характерные спекл-поля (рис. 2 *d, e, f*). Представленные картины спекл-полей проявляют структурное сходство.

3. СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКЛ-ПОЛЕЙ

Экспериментальные исследования пространственных характеристик спекл-полей проводились с помощью системы «поляризатор–анализатор» согласно руководству пользователя используемого модулятора света. Это позволяло избавиться от фонового сигнала и тем самым разрешить отдельные спеклы. Для изучения свойств рассеянных спекл-полей были сняты серии, состоящие из 1000 кадров для следующих типов масок: со случайным распределением плавно меняющейся фазы (полутонные маски) и со случайным распределением фазы бинарного типа.

3.1. Функция распределения интенсивности рассеянного света

Обратимся сначала к статистике спекл-полей. В теории случайных световых полей часто имеют дело с функцией распределения вероятностей интенсивности, которая описывается формулой [1, 25]

$$\text{PDF}(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left(-\frac{I}{\langle I \rangle}\right), \quad (1)$$

где I — выборка интенсивности в спекл-поле, $\langle I \rangle$ — среднее значение интенсивности по выборке.

На основе полученных в эксперименте пространственных распределений интенсивностей в спекл-полях рассчитывались распределения вероятностей

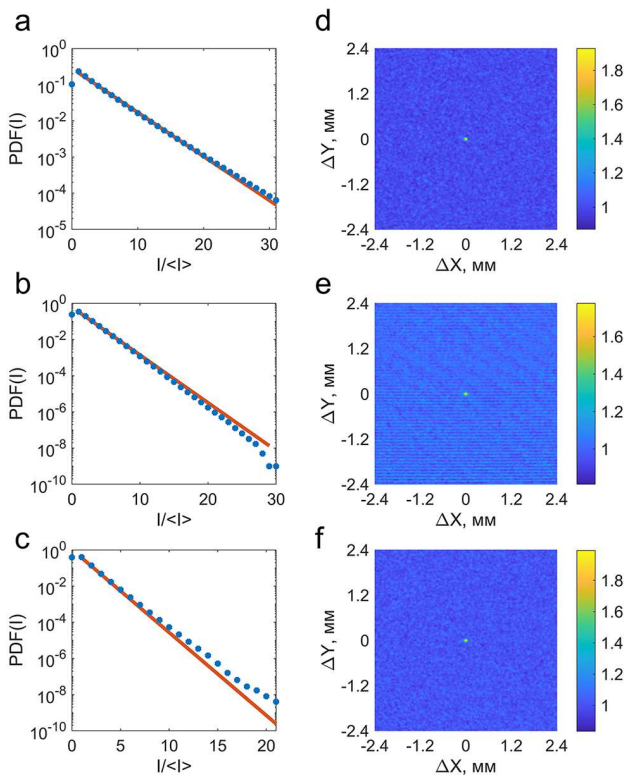


Рис. 3. Пространственные статистические характеристики спекл-полей для полутонных [0, 255] (верхняя строка), бинарных [0; 255] (центральная строка) и [0; 128] (нижняя строка) масок: *a, b, c* — функции распределения вероятностей интенсивности PDF (точки — экспериментальные значения, сплошная линия — расчет по формуле (1)); *d, e, f* — корреляционные функции $g^{(2)}(\Delta x, \Delta y)$ относительно центрального пикселя

интенсивности для рассматриваемых типов масок. Результаты обработки экспериментальных данных приведены на рис. 3 *a, b, c*. Кроме того, были построены теоретические зависимости (на основе формулы (1)) распределения вероятностей интенсивности спекл-полей (рис. 2 *d, e, f*), соответствующие полутонным маскам со степенью модуляции [0, 255], а также маскам бинарного типа со степенью модуляции [0; 128] и [0; 255]. Полученные графики функций распределения вероятностей интенсивности представлены на рис. 3 *a, b, c* при усреднении по выборке из 1000 реализаций спекл-полей.

На рис. 3 *a, b, c* видно, что экспериментальные данные согласуются с теоретическими зависимостями, рассчитанными с помощью формулы (1). Отклонения расчетных кривых от экспериментальных точек связаны со случайными выбросами максимальных значений интенсивностей, на что указывает их малое значение $\text{PDF}(I)$ порядка 10^{-7} – 10^{-9} .

Отклонения экспериментальных точек с низкой интенсивностью от теоретических зависимостей могут быть обусловлены неполной степенью когерентности лазерного пучка и наличием шумов регистрирующего устройства. В целом можно утверждать, что функция распределения интенсивности спекл-полей, формируемых пространственным модулятором света с использованием случайного распределения фазы для голограмм как полутонного, так и бинарного типа, хорошо описывается экспоненциальным распределением.

3.2. Корреляционная функция интенсивности

Проведенные выше исследования дали информацию об одномерной (одноточечной) функции распределения. Двумерная (двухточечная) функция распределения содержит больше сведений о статистике поля. Однако это более трудоемкая задача и традиционно ограничивается измерением корреляционной функции интенсивности случайного поля. Из экспериментальных данных мы рассчитывали нормированную корреляционную функцию интенсивности второго порядка [19]:

$$g^{(2)}(\Delta x, \Delta y) = N \frac{\sum_{n=1}^N I_n(x_0, y_0) I_n(x_l, y_l)}{\sum_{n=1}^N I_n(x_0, y_0) \sum_{n=1}^N I_n(x_l, y_l)}, \quad (2)$$

где n — номер кадра; N — общее число кадров; $I_n(x_0, y_0)$, $I_n(x_l, y_l)$ — измеренные интенсивности в пикселях с координатами (x_0, y_0) , (x_l, y_l) в n -м кадре; $\Delta x = x_l - x_0$, $\Delta y = y_l - y_0$ — расстояния между пикселями по осям x и y соответственно. Напомним, что для когерентного излучения $g^{(2)} = 1.0$, для поляризованного теплового излучения $g^{(2)} = 2.0$, а для неполяризованного теплового излучения $g^{(2)} = 1.5$.

Корреляционные функции $g^{(2)}$, рассчитанные с помощью формулы (2) относительно центрального пикселя ($x_0 = y_0 = 0$), представлены на рис. 3 *d, e, f*. Усреднение проводилось по выборке из 1000 кадров. Величины $g^{(2)}$, рассчитанные и дополнительно усредненные по 30 случайным пикселям, имели значения: $g^{(2)} = 1.92 \pm 0.06$ (полутонная маска), $g^{(2)} = 1.94 \pm 0.18$ (бинарная маска [0; 255]) и $g^{(2)} = 2.18 \pm 0.14$ (бинарная маска [0; 128]). Таким образом, $g^{(2)}$ рассчитывали по выборке $3 \cdot 10^4$, считая случайное поле пикселей статистически однородным. Из сказанного выше следует, что при использовании полутонных и бинарных масок на выходе пространственного модулятора света формиру-

ется псевдотепловое излучение, которое может содержать постоянную составляющую интенсивности I_{coh} . Действительно, представим интенсивность излучения после модулятора в виде $I = I_{coh} + I_{incoh}$, где I_{incoh} — случайная величина, подчиняющаяся экспоненциальному распределению. Нетрудно получить

$$g^{(2)}(0) = \langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2 = 1 + 1/(1 + \mu),$$

где $\mu = I_{coh} / \langle I_{incoh} \rangle$. Видно, что при $I_{coh} \neq 0$ величина $g^{(2)} < 2$.

3.3. Радиус корреляции спекл-поля

Тепловая статистика рассеянного излучения позволяет записать корреляционную функцию $g^{(2)}$ через амплитудную (полеую) корреляционную функцию $\gamma(\Delta x, \Delta y)$ [25]:

$$g^{(2)}(\Delta x, \Delta y) = 1 + |\gamma(\Delta x, \Delta y)|^2, \quad (3)$$

где

$$\gamma(\Delta x, \Delta y) = \frac{\langle A(x_0, y_0) A^*(x_l, y_l) \rangle}{\sqrt{\langle I(x_0, y_0) \rangle \langle I(x_l, y_l) \rangle}}, \quad (4)$$

$\langle \dots \rangle$ — усреднение по N реализациям. Для рассеянного лазерного пучка с гауссовым профилем обычно используется модель корреляционной функции гауссова вида, т. е.

$$\begin{aligned} \langle A(x_0, y_0) A^*(x_l, y_l) \rangle = \\ = I_0 \exp \left[-\frac{x_0^2 + x_l^2 + y_0^2 + y_l^2}{a^2} \right] \times \\ \times \exp \left[-\frac{(x_l - x_0)^2 + (y_l - y_0)^2}{r_c^2} \right], \end{aligned} \quad (5)$$

здесь a — радиус пучка по уровню e^{-2} , r_c — радиус корреляции по уровню e^{-1} . Для определения радиуса корреляции рассеянного излучения постоянная часть в $g^{(2)}(\Delta x, \Delta y)$ (формула (3)) вычитается, а расчет радиуса корреляции по измеряемой функции $g^{(2)}(\Delta x, \Delta y)$ (формула (2)) дает значение $r_c^{(m)}$, которое в $1/\sqrt{2}$ раз меньше, чем при расчете по функции $\gamma(\Delta x, \Delta y)$ ($r_c^\gamma = \sqrt{2} r_c^{(m)}$).

Изменение радиуса случайного пучка $a(z)$ и радиуса корреляции $r_c(z)$ на расстоянии z от маски определяется функциями [25]

$$a(z) = u(z)a_0, \quad r_c(z) = u(z)r_0. \quad (6)$$

Здесь a_0 и r_0 — радиус пучка и радиус корреляции в области маски ($z = 0$); функция $u^2(z) = 1 + (z/l_d)^2$,

Таблица. Измеренные и расчетные радиусы корреляции для масок полутонного и бинарного типов

Тип маски	$r_x^{(m)}$, мкм	$r_y^{(m)}$, мкм
Расчетная	21.6 ± 0.1	22.7 ± 0.1
Полутонная	20.4 ± 1.2	15.6 ± 1.2
Бинарная [0; 255]	25.2 ± 1.2	18.0 ± 1.2
Бинарная [0; 128]	21.6 ± 1.2	18.0 ± 1.2

где l_d — дифракционная длина для частично когерентного пучка,

$$l_d = \frac{\pi a_0^2 r_0}{\lambda \sqrt{2a_0^2 + r_0^2}}. \quad (7)$$

При $r_0 \rightarrow \infty$ получаем выражение для дифракционной длины когерентного пучка $l_d = \pi a_0^2 / \lambda$ [25].

Полученные значения радиуса корреляции $r_c^{(m)}$ для функции $g^{(2)}(\Delta x, \Delta y)$ из рис. 3 *d, e, f* представлены в таблице. Видно, что радиус корреляции меньше в случае применения полутонных масок. В то же время рассчитанные по формуле (6) значения радиуса корреляции по двум координатам x и y составили 21.6 ± 0.1 мкм и 22.7 ± 0.1 мкм соответственно на расстоянии 10 см от маски при условии, что начальное значение радиуса корреляции определяется размером половины пикселя, т. е. $r_0 = 18$ мкм. Отличие экспериментальных данных по значениям радиуса корреляции можно отнести на используемую модель, конкретно на аппроксимацию корреляционной функции гауссовой зависимостью.

Значение радиуса корреляции характеризует средний размер спеклов в рассматриваемой плоскости. Малый размер спеклов позволяет обеспечить наилучшую разрешающую способность метода визуализации микрообъектов. Полученные результаты демонстрируют, что наименьший радиус корреляции спекл-поля наблюдается в случае использования полутонных масок и это согласуется с теоретическими оценками. Спекл-поля, полученные с помощью полутонных масок, продемонстрировали возможность визуализации микроскопического объекта с помощью предложенного недавно метода фантомной микроскопии [12], отличающегося не критичностью по глубине резкости.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, исследованы пространственные и статистические характеристики спекл-полей, по-

лученных в результате рассеяния когерентного света на бинарных и полутоновых голограммах. Показано, что в исследуемых вариантах случайной пространственной модуляции статистика поля является гауссовой (экспоненциальное распределение интенсивности), а значение функции корреляции второго порядка соответствует случаю псевдотеплового излучения. Установлено, что для спекл-полей измеренные радиус корреляции и значение функции пространственной корреляции второго порядка меньше в случае полутоновых голограмм. Полученные результаты могут найти применение в области оптической микроскопии на основе пространственных корреляций света.

Финансирование. Работа выполнена в рамках государственного задания Института физики им. Л. В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН. А. С. Чиркин выполнил исследования в рамках государственного задания МГУ им. М. В. Ломоносова.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. C. Dainty, *Laser Speckle and Related Phenomena*, Springer-Verlag, Berlin (1975).
2. W. T. Welford, *Laser Speckle and Surface Roughness*, Contemp. Phys. **21**, 401 (1980).
3. Y. Bromberg and H. Cao, *Generating Non-Rayleigh Speckles with Tailored Intensity Statistics*, Phys. Rev. Lett. **112**, 401 (2014).
4. J.-E. Oh, Y.-W. Cho, G. Scarcelli, and Y.-H. Kim, Opt. Lett. **38**, 682 (2013).
5. Ling-Yu Dou, De-Zhong Cao, Lu Gao, and Xin-Bing Song, Opt. Lett. **48**, 1347 (2023).
6. X. Li, Y. Tai, H. Li et al., Appl. Phys. B **122**, 82 (2016).
7. N. Bender, H. Yilmaz, Y. Bromberg, and H. Cao, Optica **5**, 595 (2018).
8. И. Ю. Еремчев, Д. В. Прокопова, Н. Н. Лосевский, И. Т. Мынжасаров, С. П. Котова, А. В. Наумов, УФН **192**, 663 (2022).
9. H. Cheng, Q. Luo, S. Zeng et al., J. Biomed. Opt. **8**, 559 (2003).
10. P. Zakharov, A. C. Völker, M. T. Wyss et al., Opt. Express **17**, 13904 (2009).
11. P. Hong and Y. Liang, Phys. Rev. A **105**, 023506 (2022).
12. N. N. Davletshin, A. M. Vyunishev, and A. S. Chirkin, Opt. Laser Technol. **184**, 112465 (2025).
13. A. Gatti, M. Bache, D. Magatti et al., J. Mod. Opt. **53**, 739 (2005).
14. T. Jiang, W. Tan, X. Huang et al., J. Opt. **23** (2021).
15. V. S. Starovoitov, V. N. Chizhevsky, D. B. Horoshko, and S. Ya. Kilin, J. Appl. Spectrosc. **90**, 377 (2023).
16. G. M. Gibson, S. D. Johnson, and M. J. Padgett, Opt. Express **28**, 28190 (2020).
17. Y. Bromberg, O. Katz, and Y. Silberberg, Phys. Rev. A **79**, 053840 (2009).
18. J. Shapiro, Phys. Rev. A **78**, 4 (2008).
19. Д. П. Агапов, И. А. Беловолов, П. П. Гостев и др., ЖЭТФ **162**, 1 (2022).
20. N. N. Davletshin, D. A. Ikonnikov, V. S. Sutormin et al., Opt. Lett. **47**, 9 (2022).
21. B. Sun, M. Edgar, R. Bowman et al., Science **340**, 844 (2013).
22. X. Nie, F. Yang, X. Liu et al., Phys. Rev. A **104**, 013513 (2021).
23. E.-F. Zhang, W.-T. Liu, and P.-X. Chen, J. Opt. **17**, 085602 (2015).
24. K. Kuplicki and K. W. Chan, Opt. Express **24**, 26766 (2016).
25. С. А. Ахманов, Ю. Е. Дьяков, А. С. Чиркин, *Введение в статистическую радиофизику и оптику*, Наука, Москва (1981).