

Фантомная микроскопия с псевдотепловым светом

А. М. Вьюнышев⁺¹⁾, Н. Н. Давлетшин⁺, А. С. Чиркин⁺⁺

⁺Институт физики им. Л. В. Киренского, Федеральный исследовательский центр
“Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук”, 660036 Красноярск, Россия

⁺⁺Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 1 июля 2026 г.

После переработки 17 июля 2026 г.

Принята к публикации 18 июля 2026 г.

Представлены результаты исследований нового типа микроскопии – фантомной микроскопии, обладающей достоинствами фантомной визуализации. Развита последовательная теория фантомной микроскопии с некогерентным источником света. Оптическая схема фантомного микроскопа включает два объектива в объектном канале и одну линзу в восстанавливающем канале. Изложен расчет взаимной пространственной корреляционной функции интенсивностей каналов, содержащей информацию об изучаемом объекте. Показано, что визуализация с помощью фантомной микроскопии возможна при невыполнении условия линзы в объектном канале, что отличает данный вид микровизуализации от оптической. В экспериментальных исследованиях использовался источник псевдотеплового излучения. Восстановлены фантомные изображения биологических препаратов грибов-аскомицетов рода *Aspergillus* и клеток эпидермиса животного. Полученные изображения демонстрируют передачу основных структурных элементов исследуемых объектов.

DOI: 10.7868/S3034576626090065

1. Введение. Несмотря на многовековую историю, оптическая микроскопия остается одним из основных методов познания микромира. В настоящее время она переживает революционные изменения благодаря применению новых физических подходов и технических решений, а также развитию цифровых технологий и методов обработки больших данных. Среди последних достижений в этой области следует отметить развитие инновационных методов фантомной микроскопии (ФМ) [1, 2], эндоскопии [3, 4] и поляриметрии [5, 6], основанных на принципе фантомных изображений (фантомной визуализации) [5–9].

Исторически первыми наблюдались квантовые фантомные изображения с использованием запутанных световых пучков [10], рождающихся в процессе невырожденного трехчастотного спонтанного параметрического рассеяния света. Начало этим исследованиям положили теоретические работы Д. Н. Клышко [11, 12]. Возможность фантомной визуализации с помощью классических световых полей впервые была высказана в [13], вызвав широкую дискуссию (см., например, [14] и ссылки там). Теория фантомной визуализации со случайными классическими источниками света была разработана в [15]. Сравнение между классическими и кван-

товыми корреляциями в фантомной визуализации исследовалось в [16]. Детально с особенностями теории и реализациями квантовой и классической фантомной визуализации можно познакомиться в обзорах [14, 17–19].

Основу метода классической фантомной визуализации составляет использование источника случайного света с гауссовской статистикой и формирование с его помощью двух световых пучков, обладающих взаимной пространственной корреляцией. Один из пучков (восстанавливающий пучок) не взаимодействует с объектом и, следовательно, не содержит информации об объекте, однако при этом регистрируется детектором с пространственным разрешением. Исследуемый объект освещается вторым световым пучком в объектном плече, причем регистрация рассеянного объектом света осуществляется интегральным детектором, не обладающим пространственным разрешением. Информация об изображении восстанавливается из измерения пространственной корреляционной функции интенсивности. Наряду с классической схемой фантомной визуализации широко используется ее разновидность – однопиксельная визуализация, в которой восстанавливающий пучок заменяется виртуальным каналом [7, 20, 21]. В настоящее время принцип фантомных изображений интенсивно развивается в случайных классических [22] и

¹⁾e-mail: vyunishev@iph.krasn.ru

квантовых световых полях (см., например, [23, 24] и цитируемые там статьи).

ФМ характеризуется рядом особенностей, среди которых необходимо отметить высокое пространственное разрешение [25], нечувствительность к положению собирающего свет объектива [1, 2], возможность визуализации в пространственно-разнесенных аксиальных плоскостях [26], а также визуализацию через рассеивающие среды [27, 28]. Динамика исследований в области ФМ свидетельствует об ее актуальности. В то же время отсутствует строгая теория фантомной микроскопии, позволяющая объяснить известные экспериментальные результаты и предсказать возможности нового типа микроскопии.

В настоящей работе развита теория ФМ в проходящем свете в схеме с двумя объективами в объектном канале и одной линзой в восстанавливающем канале. Источником света является псевдотепловой источник, получаемый при случайной пространственной модуляции лазерного излучения. Изложены результаты экспериментов по ФМ биологических препаратов, полученные с применением развитой теории.

2. Описание оптической схемы. Оптическая схема фантомного микроскопа с объективами в объектном (зондирующем) и линзой в восстанавливающем каналах, изображена на рис. 1. Рассматриваемая схема сочетает в себе принципы оптической микроскопии и фантомной визуализации. Источником псевдотеплового света в некоторой опорной плоскости RP является когерентное лазерное излучение, случайно модулированное пространственным модулятором света (ПМС). После светоделителя пространственно случайное поле (далее спекл-поле) поступает в каналы изображения и восстановления. На рисунке 1 изображено расположение объекта с коэффициентом передачи $O(\mathbf{P})$, линз с фокусными расстояниями f и f_1 (этим же буквами обозначаются сами линзы) и линзы с фокусным расстоянием F в канале восстановления, а также показано расположение интегрального детектора D_2 и “точечного” детектора D_1 , перемещаемого в плоскости, перпендикулярной распространению восстанавливающего пучка. Другие обозначения на рис. 1 следующие: L_1 – расстояние от опорной плоскости RP до линзы F , L_2 – расстояние от линзы F до детектора D_1 , l_1 – расстояние от опорной плоскости RP до линзы f , l_2 – расстояние от линзы f до объекта (образца) $O(\mathbf{P})$. Между образцом $O(\mathbf{P})$ и детектором D_2 расположена линза f_1 .

На рисунке 1 изображены векторы, располагающиеся в плоскостях, по которым осуществляется ин-

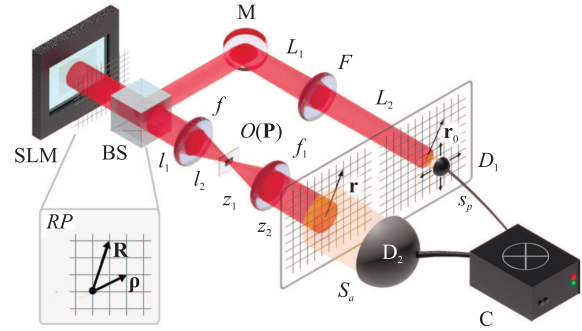


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема фантомного микроскопа: SLM – пространственный модулятор света; RP – опорная плоскость; BS – светоделитель; f, f_1, F – линзы; M – зеркало; s_p – площадь точечного детектора D_1 ; S_a – площадь интегрального детектора D_2 ; C – коррелятор

тегрирование при расчете коэффициентов передачи каналов (функций Грина).

3. Теория ФМ с псевдотепловым светом. Развиваемая теория основывается на принципах фантомной визуализации и оптической микроскопии. Действие объективов в объектном канале заменим линзами с эквивалентным увеличением. Коэффициент передачи восстанавливающего канала включает коэффициент передачи от поверхности ПМС до линзы, коэффициент передачи линзы и коэффициент передачи от линзы до точечного детектора D_1 . В квазиоптическом приближении описания процесса распространения и в приближении тонкой линзы результирующий коэффициент передачи этого канала имеет вид [29, 30]

$$H^{(r)}(\mathbf{r}_0, \mathbf{R}) = \exp\left[\frac{-ik}{2\pi L} \exp\left[\frac{ik}{2L} ((\mathbf{r}_0 - \mathbf{R})^2 - \frac{1}{F}(L_1 \mathbf{r}_0^2 + L_2 \mathbf{R}^2))\right]\right], \quad (1)$$

где $k = |\mathbf{k}|$, $\mathbf{k}$ – волновой вектор, направленный вдоль направления распространения пучка, $\mathbf{R}$ и $\mathbf{r}_0$ – векторы в опорной плоскости RP и точечного детектора D_1 соответственно. Введена длина

$$L = L_1 + L_2 - (L_1 L_2)/F. \quad (2)$$

Коэффициент передачи объектного канала от светоделителя до объекта определяется подобным выражением

$$H^{(o)}(\mathbf{P}, \boldsymbol{\rho}) = \exp\left[\frac{-ik}{2\pi l} \exp\left[\frac{ik}{2l} ((\boldsymbol{\rho} - \mathbf{P})^2 - \frac{1}{f}(l_1 \mathbf{P}^2 + l_2 \boldsymbol{\rho}^2))\right]\right], \quad (3)$$

где $\boldsymbol{\rho}$ и $\mathbf{P}$ – векторы в опорной плоскости RP и объекта, соответственно,

$$l = l_1 + l_2 - (l_1 l_2)/f. \quad (4)$$

Обозначим расстояние от объекта $O(\mathbf{P})$ до линзы f_1 через z_1 и от линзы до интегрального детектора D_2 через z_2 . Коэффициент передачи в этом случае имеет вид

$$H(\mathbf{r}, \mathbf{P}) = \frac{-ik}{2\pi z} \exp\left[\frac{ik}{2Z}((\mathbf{P} - \mathbf{r})^2 - \frac{1}{f_1}(z_1 \mathbf{r}^2 + z_2 \mathbf{P}^2))\right], \quad (5)$$

$$Z = z_1 + z_2 - (z_1 z_2)/f_1. \quad (6)$$

Запишем амплитуды полей в плоскостях детектирования. В плоскости детектора восстанавливающего канала амплитуда равна

$$A_1(\mathbf{r}_0) = \int H^{(r)}(\mathbf{r}_0, \mathbf{R}) A_{10}(\mathbf{R}) d\mathbf{R}, \quad (7)$$

где $A_{10}(\mathbf{R})$ – амплитуда поля на входе канала.

В плоскости детектора объектного канала амплитуда поля дается выражением

$$A_2(\mathbf{r}) = \int \int H(\mathbf{r}, \mathbf{P}) O(\mathbf{P}) H^{(o)}(\mathbf{P}, \boldsymbol{\rho}) A_{20}(\boldsymbol{\rho}) d\boldsymbol{\rho} d\mathbf{P}, \quad (8)$$

где $A_{20}(\mathbf{R})$ – амплитуда поля на входе объектного канала.

3.1. Взаимная пространственная корреляционная функция интенсивностей. Знание статистических характеристик амплитуд в заданной плоскости (например, в опорной плоскости RP) позволяет рассчитать характеристики полей в зондирующем и восстанавливающем каналах.

Интенсивности в каналах определяются формулами

$$I_1(\mathbf{r}_0) = |A_1(\mathbf{r}_0)|^2, \quad I_2(\mathbf{r}) = |A_2(\mathbf{r})|^2. \quad (9)$$

В соответствии с (8) для зондирующего канала

$$I_2(\mathbf{r}) = \int \dots \int H^*(\mathbf{r}, \mathbf{P}_1) H(\mathbf{r}, \mathbf{P}_2) O(\mathbf{P}_1) O(\mathbf{P}_2) H^{(o)*}(\mathbf{P}_1, \boldsymbol{\rho}_1) H^{(o)}(\mathbf{P}_2, \boldsymbol{\rho}_2) A_{20}^*(\boldsymbol{\rho}_1) A_{20}(\boldsymbol{\rho}_2) d\boldsymbol{\rho}_1 d\boldsymbol{\rho}_2 d\mathbf{P}_1 d\mathbf{P}_2. \quad (10)$$

Токи детекторов в канале восстановления ($J_1(\mathbf{r}_0)$) и объектном канале (J_2) определяем как

$$J_1(\mathbf{r}_0) = \int_{s_p} I_1(\mathbf{r}'_0) d\mathbf{r}'_0, \quad J_2 = \int_{S_a} I_2(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (11)$$

В канале изображения интегрирование производится по всей апертуре детектора D_2 (площадь S_a), а в

восстанавливающем канале по площади s_p , гораздо меньшей, чем площадь регистрируемого пучка.

Измеряемая пространственная корреляционная функция интенсивности дается выражением

$$G(\mathbf{r}_0) = \langle J_1(\mathbf{r}_0) J_2 \rangle - \langle J_1(\mathbf{r}_0) \rangle \langle J_2 \rangle. \quad (12)$$

Вычисление (12) приводит к нахождению коррелятора четвертого порядка, который для квазитепловых источников с гауссовской статистикой принимает вид

$$\begin{aligned} & \langle A_{20}^*(\boldsymbol{\rho}_1) A_{20}(\boldsymbol{\rho}_2) A_{10}^*(\mathbf{R}_1) A_{10}(\mathbf{R}_2) \rangle = \\ & = \langle A_{20}^*(\boldsymbol{\rho}_1) A_{20}(\boldsymbol{\rho}_2) \rangle \langle A_{10}^*(\mathbf{R}_1) A_{10}(\mathbf{R}_2) \rangle + \\ & + \Gamma_{12}^*(\mathbf{R}_1 - \boldsymbol{\rho}_2) \Gamma_{12}(\mathbf{R}_2 - \boldsymbol{\rho}_1), \end{aligned} \quad (13)$$

где корреляционная функция

$$\Gamma_{12}(\mathbf{R}_2 - \boldsymbol{\rho}_1) = \langle A_{10}(\mathbf{R}_2) A_{20}^*(\boldsymbol{\rho}_1) \rangle. \quad (14)$$

Первое слагаемое в (13) при подстановке в (12) и учете (9) дает произведение средних интенсивностей в объектном и восстанавливающем каналах.

В результате выражение $G(\mathbf{r}_0)$ приводится к виду

$$\begin{aligned} G(\mathbf{r}_0) &= \int_{s_p} \int_{S_a} d\mathbf{r} d\mathbf{r}'_0 \int \dots \int H^{(r)*}(\mathbf{r}'_0, \mathbf{R}_1) \\ & H^{(r)}(\mathbf{r}'_0, \mathbf{R}_2) H^*(\mathbf{r}, \mathbf{P}_1) H(\mathbf{r}, \mathbf{P}_2) O^*(\mathbf{P}_1) O(\mathbf{P}_2) \\ & H^{(o)*}(\mathbf{P}_1, \boldsymbol{\rho}_1) H^{(o)}(\mathbf{P}_2, \boldsymbol{\rho}_2) \Gamma_{12}^*(\mathbf{R}_1 - \boldsymbol{\rho}_2) \\ & \Gamma_{12}(\mathbf{R}_2 - \boldsymbol{\rho}_1) d\boldsymbol{\rho}_1 d\boldsymbol{\rho}_2 d\mathbf{P}_1 d\mathbf{P}_2 d\mathbf{R}_1 d\mathbf{R}_2. \end{aligned} \quad (15)$$

3.2. Условия восстановления изображения объекта. Выполним интегрирование по площади детектора в объектном канале. Получим

$$\int_{S_a} d\mathbf{r} H^*(\mathbf{r}, \mathbf{P}_1) H(\mathbf{r}, \mathbf{P}_2) = \delta(\mathbf{P}_1 - \mathbf{P}_2). \quad (16)$$

Результат не зависит от расположения линзы f_1 . Физически это понятно, поскольку апертура детектора D_2 охватывает все прошедшее через линзу излучение.

Теперь выражение (15) принимает вид

$$\begin{aligned} G(\mathbf{r}_0) &= \int_{s_p} d\mathbf{r}'_0 \int \dots \int H^{(r)*}(\mathbf{r}'_0, \mathbf{R}_1) H^{(r)}(\mathbf{r}'_0, \mathbf{R}_2) \\ & |O(\mathbf{P})|^2 H^{(o)*}(\mathbf{P}, \boldsymbol{\rho}_1) H^{(o)}(\mathbf{P}, \boldsymbol{\rho}_2) \Gamma_{12}^*(\mathbf{R}_1 - \boldsymbol{\rho}_2) \\ & \Gamma_{12}(\mathbf{R}_2 - \boldsymbol{\rho}_1) d\boldsymbol{\rho}_1 d\boldsymbol{\rho}_2 d\mathbf{P} d\mathbf{R}_1 d\mathbf{R}_2. \end{aligned} \quad (17)$$

Введем функции

$$\begin{aligned}\Phi_1(\mathbf{r}'_0, \mathbf{P}) &= \int \int H^{(r)*}(\mathbf{r}'_0, \mathbf{R}_1) \Gamma_{12}^*(\mathbf{R}_1 - \boldsymbol{\rho}_2) \\ &\quad H^{(o)}(\mathbf{P}, \boldsymbol{\rho}_2) d\mathbf{R}_1 d\boldsymbol{\rho}_2, \\ \Phi_2(\mathbf{r}'_0, \mathbf{P}) &= \int \int H^{(r)}(\mathbf{r}'_0, \mathbf{R}_2) H^{(o)*}(\mathbf{P}, \boldsymbol{\rho}_1) \\ &\quad \Gamma_{12}(\mathbf{R}_2 - \boldsymbol{\rho}_1) d\boldsymbol{\rho}_1 d\mathbf{R}_2,\end{aligned}\quad (18)$$

тогда выражение (17) преобразуется к виду

$$G(\mathbf{r}_0) = \int_{s_p} d\mathbf{r}'_0 \int \Phi_1(\mathbf{r}'_0, \mathbf{P}) \Phi_2(\mathbf{r}'_0, \mathbf{P}) |O(\mathbf{P})|^2 d\mathbf{P}. \quad (19)$$

Пусть в канале восстановления выполняется условие формулы линзы, т.е. $L = 0$. Коэффициент передачи (2) в этом случае равен [29, 30]

$$\begin{aligned}H^{(r)}(\mathbf{r}_0, \mathbf{R}) &= \\ &= -\frac{L_1}{L_2} \exp\left[\frac{ik(L_1 + L_2)}{2L_1^2} \mathbf{r}_0^2\right] \delta(\mathbf{R} + \frac{L_1}{L_2} \mathbf{r}_0).\end{aligned}\quad (20)$$

В условиях эксперимента $L_1 = L_2 = 2F$ и

$$H^{(r)}(\mathbf{r}_0, \mathbf{R}) = -\exp\left(\frac{ik\mathbf{r}_0^2}{2F}\right) \delta(\mathbf{R} + \mathbf{r}_0). \quad (21)$$

При этом, например, функция $\Phi_1(\mathbf{r}'_0, \mathbf{P})$ равна

$$\begin{aligned}\Phi_1(\mathbf{r}'_0, \mathbf{P}) &= -\exp\left(\frac{ik(\mathbf{r}'_0)^2}{2F}\right) \\ &\int \Gamma_{12}^*(\mathbf{r}'_0 + \boldsymbol{\rho}_2) H^{(o)}(\mathbf{P}, \boldsymbol{\rho}_2) d\boldsymbol{\rho}_2.\end{aligned}\quad (22)$$

Аналогично получим

$$\begin{aligned}\Phi_2(\mathbf{r}'_0, \mathbf{P}) &= -\exp\left(\frac{-ik(\mathbf{r}'_0)^2}{2F}\right) \\ &\int \Gamma_{12}(\mathbf{r}'_0 + \boldsymbol{\rho}_1) H^{(o)*}(\mathbf{P}, \boldsymbol{\rho}_1) d\boldsymbol{\rho}_1.\end{aligned}\quad (23)$$

В (22) и (23) учтена четность корреляционных функций. Подстановка последних выражений в (19) наглядно показывает, что если размер пикселя гораздо меньше радиуса корреляции зондирующего спекл-поля, то под интегралом $\mathbf{r}'_0$ можно заменить на координату пикселя $\mathbf{r}_0$. В результате выражение принимает вид

$$\begin{aligned}G(\mathbf{r}_0) &= s_p \int \int \Gamma_{12}^*(\mathbf{r}_0 - \boldsymbol{\rho}_2) \Gamma_{12}(\mathbf{r}_0 - \boldsymbol{\rho}_1) \\ &|O(\mathbf{P})|^2 H^{(o)*}(\mathbf{P}, \boldsymbol{\rho}_1) H^{(o)}(\mathbf{P}, \boldsymbol{\rho}_2) d\boldsymbol{\rho}_1 d\boldsymbol{\rho}_2 d\mathbf{P}.\end{aligned}\quad (24)$$

Принимая во внимание вид функции Грина $H^{(o)}(\mathbf{P}, \boldsymbol{\rho}_2)$, имеем

$$\begin{aligned}G(\mathbf{r}_0) &= \frac{k^2 s_p}{(2\pi l)^2} \int \int \Gamma_{12}^*(\mathbf{r}_0 - \boldsymbol{\rho}_2) \Gamma_{12}(\mathbf{r}_0 - \boldsymbol{\rho}_1) \\ &|O(\mathbf{P})|^2 e^{i(k/l)(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)\mathbf{P}} \\ &e^{-i(k/2l)(1-l_2/f)(\boldsymbol{\rho}_1^2 - \boldsymbol{\rho}_2^2)} d\boldsymbol{\rho}_1 d\boldsymbol{\rho}_2 d\mathbf{P}.\end{aligned}\quad (25)$$

Выражения (24) и (25) являются общими и применимы для произвольных значений параметра l .

Разложим функцию $|O(\mathbf{P})|^2$, которая представляет собой распределение коэффициента передачи объекта по интенсивности, т.е. фактически распределение интенсивности, в интеграл Фурье

$$|O(\mathbf{P})|^2 = \int S_O(\mathbf{q}) e^{i\mathbf{q}\mathbf{P}} d\mathbf{q}, \quad (26)$$

$S_O(\mathbf{q})$ – пространственный спектр изображения.

Подставим (26) в (24), после преобразований получим

$$G(\mathbf{r}_0) = s_p \int S_b((l_2/l_1)\mathbf{q}) S_O(\mathbf{q}) e^{i(l_2/l_1)\mathbf{q}\mathbf{r}_0} d\mathbf{q}, \quad (27)$$

где

$$S_b((l_2/l_1)\mathbf{q}) = \int |\Gamma_{12}(\mathbf{U})|^2 e^{-i(l_2/l_1)\mathbf{q}\mathbf{U}} d\mathbf{U}, \quad (28)$$

есть фурье-спектр корреляционной функции, определяющий угловую расходимость некогерентного пучка.

Из (28) следует, что в ФМ фурье-спектр изображения умножается на фурье-компоненту корреляционной функции поля, участвующей в восстановлении изображения. В результате приходим к выводу о том, что изображение в фантомной микроскопии будет менее четким из-за подавления высоких пространственных гармоник фурье-изображения, другими словами, из-за конечного размера радиуса корреляции (см. также [14]).

Для увеличения четкости изображения радиус корреляции случайного поля должен быть как можно меньше характерных пространственных размеров изображения. При выполнении этого условия, согласно (27)

$$G(\mathbf{r}_0) = s_p S_b(0) |O((l_2/l_1)\mathbf{r}_0)|^2. \quad (29)$$

Здесь использована замена реального случайного пучка на дельта-коррелированный. В этом случае, как следует из (29), изображение восстанавливается без искажений.

Из теории также следует, что в объектном канале может не выполняться условие линзы. Это объясняет экспериментальные результаты [1, 2], в которых продемонстрирована возможность восстановления изображения при нарушении условия линзы, что означает не критичность восстановления изображения к положению собирающего свет объектива.

4. ФМ биологического препарата. Процедура восстановления фантомного изображения детально описана в работах [1, 2]. В качестве источника излучения использовался гелий-неоновый лазер, генерирующий излучение с длиной волны 633 нм. Свет с указанной длиной волны попадает в спектральный диапазон прозрачности кожи человека [31]. Освещение объекта осуществлялось спекл-полями, получаемыми при рассеянии излучения гелий-неонового лазера на пространственном модуляторе света Ноллеуе LC2012 (разрешение 1024×768 пикселей, размеры пикселя 36×36 мкм²). В экспериментальной схеме (рис. 1), вместо линз f и f_1 использовались микроскопные объективы с увеличением 10 крат, числовой апертурой $NA = 0.25$ и длиной тубуса 160 мм и $+\infty$, соответственно. В качестве интегрального D_2 и “точечного” D_1 детекторов использовалась одна КМОП-камера, разделенная на две части (размер пикселей 2.4 мкм²). Рассчитанное на основе экспериментальных данных значение радиуса корреляции функции Γ_{12} (14) для используемого объектива составило 2.1 мкм [2], что определяет разрешение фантомного микроскопа в рассматриваемом случае. В то же время расчетное оптическое разрешение для данного объектива при некогерентном освещении составляло $\propto 0.61\lambda/NA \approx 1.54$ мкм. Образцами служили стандартные биологические препараты грибов-аскомицетов рода *Aspergillus*, имеющие характерное для аскомицетов морфологическое строение (рис. 2а), и клетки эпидермиса животного (рис. 2е).

Для восстановления изображений препаратов использовалась формула (12). Для этого было получено 5000 реализаций спекл-полей, которыми поочередно освещались исследуемые образцы, а также измерены соответствующие значения интегральных интенсивностей в объектном канале. Для ускорения процесса съемки использовался подход псевдооднопиксельной визуализации на основе априорных данных канала восстановления [21]. В соответствии с (12) при восстановлении фантомного изображения используются функции $\langle J_1(\mathbf{r}_0)J_2 \rangle$ и $\langle J_1(\mathbf{r}_0) \rangle$, вид которых показан на рис. 2б, ф и рис. 2с, г, соответственно. Функция $\langle J_1(\mathbf{r}_0) \rangle$ представляет собой статистическое усреднение пространственных

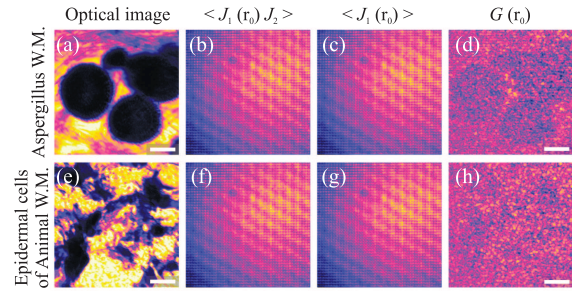


Рис. 2. (Цветной онлайн) Оптические изображения *Aspergillus* (а) и клеток эпидермиса животного (е). Вид функций $\langle J_1(\mathbf{r}_0)J_2 \rangle$ (б), (ф) и $\langle J_1(\mathbf{r}_0) \rangle$ (с), (г), а также восстановленные фантомные изображения *Aspergillus* (д) и клеток эпидермиса животного (h)

распределений интенсивности рассматриваемой выборки спекл-полей. Оптические изображения объектов (рис. 2а, е) получены при освещении некогерентным светом. Восстановленные с помощью выражения (12) фантомные изображения приведены на рис. 2д, h. Визуальная оценка восстановленных фантомных изображений с оптическими позволяет убедиться в том, что основные элементы морфологического строения биопрепаратов переданы.

Для количественной оценки качества полученных изображений использовался индекс структурного подобия SSIM [32]. Расчет качества изображения на основе индекса структурного подобия рассматривался в статье [1]. Сравнение производится между эталонными оптическими (рис. 2а, е) и фантомными (рис. 2д, h) изображениями. Для биологических объектов *Aspergillus* и клеток эпидермиса животного значения индекса SSIM составили 0.23 и 0.22, соответственно. Несмотря на невысокие значения индекса структурного подобия, ФМ может оказаться более эффективной при визуализации оптически неоднородных биологических тканей в объеме среды.

5. Заключение. Изложена теория классической ФМ в схеме с двумя линзами (объективами) в объектном канале и одной линзой в восстанавливающем канале. Источником света служил псевдотепловой источник, получаемый при случайной пространственной модуляции лазерного излучения. Теоретически показано, что в объектном канале может не выполняться условие линзы. Это объясняет ранние экспериментальные результаты, в которых была продемонстрирована возможность восстановления изображения при нарушении условия линзы, т.е. не критичность восстановления изображения к положению собирающего свет объектива. Следует подчеркнуть, что в оптической микроскопии выполнение условия линзы необходимо для получения изображения. По-

лучены фантомные изображения биологических препаратов грибов-аскомицетов рода *Aspergillus* и клеток эпидермиса животного, которые демонстрируют передачу основных структурных элементов исследуемых объектов. Несмотря на то, что биологические структуры характеризуются пространственно неоднородным распределением коэффициента пропускания, полученные результаты демонстрируют возможность визуализации биологических структур методом фантомной микроскопии. Мы считаем, что использование классических световых полей имеет определенное преимущество по сравнению с квантовым аналогом, которое заключается в существенном упрощении и удешевлении устройства фантомного микроскопа. Поглощение крови человека на длине волны гелий-неонового лазера (633 нм) невелико [31], и этот факт можно использовать для визуализации и функциональной диагностики тканей.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Соблюдение этических стандартов. В данной работе отсутствуют исследования человека или животных.

Финансирование работы. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 26-12-20005, <https://rscf.ru/project/26-12-20005/>, за счет целевого финансирования (гранта) Красноярского краевого фонда науки.

1. N. N. Davletshin, A. M. Vyunishev, and A. S. Chirkin, “Ghost imaging microscopy: Towards to three dimensional extended depth-of-field imaging”, *Optics & Laser Technology* **184**, 112465 (2025).
2. N. N. Davletshin, A. M. Vyunishev, and A. S. Chirkin, “Unblurred and spreading-insensitive visualization with ghost imaging microscopy”, *Laser Physics Letters* **23**, 035601 (2026).
3. Д. П. Агапов, И. В. Беловолов, С. А. Магницкий, Д. Н. Фроловцев, А. С. Чиркин, “Формирование фантомных изображений в волоконно-оптическом эндоскопе на основе рассеяния света”, *ЖЭТФ* **164**, 722 (2023) [D. P. Agapov, I. V. Belovolov, S. A. Magnitskiy, D. N. Frolovtssev, and A. S. Chirkin, “Ghost imaging in a fiber-optic endoscope based on light scattering”, *JETP* **137**, 622 (2023)].
4. А. В. Белинский, П. П. Гостев, С. А. Магницкий, А. С. Чиркин, “Фантомная волоконно-оптическая 3D-эндоскопия”, *Письма в ЖЭТФ* **117**, 207 (2023) [A. V. Belinsky, P. P. Gostev, S. A. Magnitskiy, and A. S. Chirkin, “Ghost fiber optic 3D endoscopy”, *JETP Lett.* **117**, 202 (2023)].
5. A. S. Chirkin, P. P. Gostev, D. P. Agapov, and S. A. Magnitskiy, “Ghost polarimetry: ghost imaging of polarization-sensitive objects”, *Laser Physics Letters* **15**, 115404 (2018).
6. S. A. Magnitskiy, D. P. Agapov, and A. S. Chirkin, “Ghost polarimetry with unpolarized pseudo-thermal light”, *Opt. Lett.* **45**, 3641 (2020).
7. Y. Bromberg, O. Katz, and Y. Silberberg, “Ghost imaging with a single detector”, *Phys. Rev. A* **79**, 053840 (2009).
8. N. N. Davletshin, D. A. Ikonnikov, V. S. Sutormin, N. P. Shestakov, F. A. Baron, and A. M. Vyunishev, “Ghost image restoring using random speckles created by a liquid crystal cell”, *Opt. Lett.* **47**, 9 (2022).
9. А. О. Исмагилов, А. К. Лаппо-Данилевская, А. А. Калинин, А. Н. Цыпкин, “Оценка качества восстановления изображения в случае мультиплексной терагерцевой фантомной визуализации”, *Оптический журнал* **90**, 55 (2023) [A. O. Ismagilov, A. K. Lappo-Danilevskaya, A. A. Kalinichev, and A. N. Tsyppkin, “Assessment of image reconstruction quality in multiplexed terahertz ghost imaging”, *Journal of Optical Technology* **90**, 451 (2023)].
10. D. Strekalov, A. Sergienko, D. Klyshko, and Y. Shih, “Observation of Two-Photon “Ghost” Interference and Diffraction”, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3600 (1995).
11. Д. Н. Клышко, “Влияние фокусировки на корреляцию фотонов при параметрическом рассеянии света”, *ЖЭТФ* **94**, 82 (1988) [D. N. Klyshko, “Effect of focusing on photon correlation in parametric light scattering”, *JETP* **67**, 1131 (1988)].
12. А. В. Белинский, Д. Н. Клышко, “Двухфотонная оптика: дифракция, голография, преобразование двумерных сигналов”, *ЖЭТФ* **105**, 487 (1994) [A. V. Belinskii and D. N. Klyshko, “Two-photon optics: diffraction, holography, and transformation of twodimensional signals”, *JETP* **78**, 259 (1994)].
13. T. B. Pittman, Y. H. Shih, D. V. Strekalov, and A. V. Sergienko, “Optical imaging by means of two-photon quantum entanglement”, *Phys. Rev. A* **52**, R3429 (1995).
14. A. Gatti, E. Brambilla, M. Bache, and L. A. Lugiato, *Ghost Imaging*, in *Quantum Imaging*, ed. by M. I. Kolobov (Springer-Verlag, N.Y., 2007), ch. 5 [Квантовое изображение, под ред. М. И. Колобова (Физматлит, М., 2009), гл. 5].
15. A. Gatti, E. Brambilla, M. Bache, and L. A. Lugiato, “Ghost Imaging with Thermal Light: Comparing Entanglement and Classical Correlation”, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 093602 (2004).
16. B. I. Erkmen and J. H. Shapiro, “Unified theory of ghost imaging with Gaussian-state light”, *Phys. Rev. A* **77**, 043809 (2008).
17. B. I. Erkmen and J. H. Shapiro, “Ghost imaging: from quantum to classical to computational”, *Adv. Opt. Photonics* **2**, 405 (2010).

18. M. Padgett and R. Boyd, “An introduction to ghost imaging: Quantum and classical”, *Phil. Trans. R. Soc. A* **375**, 20160233 (2017).
19. B. J. Hoenders, *Review of a Bewildering Classical-Quantum Phenomenon: Ghost Imaging*, in *Advances in Imaging and Electron Physics*, ed. by P. W. Hawkes (Elsevier, Amsterdam, 2007), ch. 1.
20. В. С. Шумигай, А. К. Лаппо-Данилевская, А. С. Синько, Д. П. Агапов, А. О. Исмагилов, Е. Н. Опарин, А. Н. Цыпкин, “Методы ускорения сбора данных в системах однопиксельной визуализации”, *Компьютерная оптика* **49**, 1213 (2025) [V. S. Shumigai, A. K. Lappo-Danilevskaya, A. S. Sinko, D. P. Agapov, A. O. Ismagilov, E. N. Oparin, and A. N. Tsyupkin, “Methods for accelerating data acquisition in single-pixel imaging systems”, *Computer optics* **49**, 1213 (2025)].
21. A. M. Vyunishev, N. N. Davletshin, and A. S. Chirkin, “Improving performance capacity of ghost imaging microscopy using a pseudo-single pixel imaging”, *Opt. Commun.* **612**, 133209 (2026).
22. W. Liu, W. Gong, Z. Liu, S. Sun, and Z. Nie, “Progress and applications of ghost imaging with classical sources: a brief review [Invited]”, *Chin. Opt. Lett.* **22**, 111101 (2024).
23. X. Li, S.-H. Wei, T. Chen, M. Chen, J. Zhou, X. Zhang, S. Shen, H. Cao, B. Jing, G. Deng, and H.-Z. Song, “Bio-imaging with quantum twinned photons”, *Appl. Phys. Rev.* **12**, 041303 (2025).
24. E. Pearce, F. Nothlawala, A. Forbes, and M. J. Padgett, “Quantum imaging with correlated photon pairs”, *Nat. Rev. Methods Primers* **6**, 1 (2026).
25. X.-H. Zhu, Y.-F. Bai, W. Tan, L.-Y. Zhou, X.-W. Huang, T.-J. Jiang, T. Jiang, S.-Q. Nan, and X.-Q. Fu, “High-resolution microscopic ghost imaging for bioimaging”, *Phys. Rev. Appl.* **20**, 014028 (2023).
26. P. Hong and Y. Liang, “Three-dimensional microscopic single-pixel imaging with chaotic light”, *Phys. Rev. A* **105**, 023506 (2022).
27. T. Zhang, Y. Xiao, and W. Chen, “Single-pixel microscopic imaging through complex scattering media”, *Appl. Phys. Lett.* **126**, 031106 (2025).
28. T. Zhang, Y. Peng, and W. Chen, “High-resolution optical microscopy in complex environments with a single-pixel detector”, *Appl. Phys. Lett.* **127**, 131101 (2025).
29. С. А. Ахманов, Ю. Е. Дьяков, А. С. Чиркин, *Введение в статистическую радиофизику и оптику* (Наука, М., 1981) [S. A. Akhmanov, Yu. E. Dyakov, and A. S. Chirkin, *Vvedenie v statisticheskuyu radiofiziku i optiku* (Nauka, Moscow, 1981)] [in Russian].
30. Дж. Гудмен, *Введение в фурье-оптику* (Мир, М., 1970) [J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics* (McGraw-Hill, San Francisco, 1968)].
31. A. N. Bashkatov, E. A. Genina, V. I. Kochubey, and V. V. Tuchin, “Optical properties of human skin, subcutaneous and mucous tissues in the wavelength range from 400 to 2000 nm”, *Journal of Physics D: Applied Physics* **38**, 2543 (2005).
32. Z. Wang, A. C. Bovik, H. R. Sheikh, and E. P. Simoncelli, “Image Quality Assessment: From Error Visibility to Structural Similarity”, *IEEE Trans. Image Process.* **13**, 14 (2004).