

Цифровая спекл-фотография субпиксельных смещений спекл-структур на основе анализа их пространственных спектров

© Л.А. Максимова¹, П.В. Рябухо^{1,2}, Н.Ю. Мысина¹, Д.В. Лякин¹, В.П. Рябухо^{1,2}

¹ Институт проблем точной механики и управления РАН,
410028 Саратов, Россия

² Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
410012 Саратов, Россия

e-mail: MaksimovaLA@yandex.ru

Поступила в редакцию 12.10.2017 г.

В окончательной редакции 25.11.2017 г.

Исследованы возможности метода цифровой спекл-интерферометрии для определения субпиксельных смещений спекл-структуры, формируемой смещаемым или деформируемым объектом с рассеивающей поверхностью. Анализ пространственных спектров спекл-структур позволяет проводить измерения с субпиксельной точностью и расширить нижнюю границу диапазона измерений смещений спекл-структур в область субпиксельных значений. Метод реализован на основе цифровой записи изображений несмещенной и смещенной спекл-структур, их пространственного частотного анализа с использованием численно заданных постоянных фазовых сдвигов и корреляционного анализа пространственных спектров спекл-структур. Преобразование в частотную область позволяет получить измеряемые величины с субпиксельной точностью по смещению минимума интерференционной картины в дифракционном гало при введении дополнительного фазового смещения в комплексный пространственный спектр спекл-структуры или по величине наклона линейного участка графика функции фазового набега в поле комплексного пространственного спектра смещенной спекл-структуры. Возможности метода исследованы в натурном эксперименте.

DOI: 10.21883/OS.2018.04.45754.230-17

1. Введение

При рассеянии лазерного излучения на оптических неоднородностях поверхности объекта формируются спекл-структуры в дифракционном поле и в пространстве изображения поверхности объекта [1–4]. Смещение объекта вызывает соответствующее смещение спекл-структуры рассеянного объектом поля, которое можно определить методами спекл-интерферометрии [3–8], методами волоконно-оптической интерферометрии [9] и координатными методами [10]. В настоящее время широко используются методы цифровой спекл-интерферометрии, в которых реализуется цифровая запись и обработка изображений спекл-структур, формирующихся как в плоскости сфокусированного изображения поверхности объекта, так и в расфокусированных областях, а также в ближней и дальней зонах дифракции света по отношению к объекту. Определение поперечного смещения (как изображений, так и спекл-структуры объектного поля) возможно с помощью прямого корреляционного анализа взаимно смещенных изображений [11–14] или путем анализа фазовых сдвигов комплексного пространственного спектра спекл-структур [3–5, 15–17], в том числе путем анализа интерференционной картины в суммарном спектре смещенной и несмещенной спеклограмм — в дифракционном гало [3–5, 16]. В этих методах упорядоченная пиксельная структура матрицы фотодетектора применяется в качестве средства прямых линейных измерений, а

межпиксельные расстояния по ортогональным направлениям Δx_d , Δy_d используются в качестве рабочих мер длины [18].

Использование корреляционного анализа спекл-структур имеет много достоинств, таких как простота реализации, прямое получение информации о смещении спекл-структуры без необходимости преобразования в частотную область, возможность автоматизации процедуры измерения. Однако, если смещение спекл-структуры меньше межпиксельного расстояния матрицы цифровой фотокамеры, регистрирующей спекл-структуру, такое смещение не разрешается путем прямого корреляционного анализа спекл-структур. В этом случае для расширения диапазона измерений методами цифровой спекл-интерферометрии в область меньших смещений необходимо или использовать матрицу с меньшим межпиксельным расстоянием, или применять специальные численные процедуры определения субпиксельных смещений спекл-структур [15, 19–22].

В [19] предложены алгоритмы обработки зашумленных спеклограмм, позволяющие проводить с субпиксельной точностью пространственный анализ структуры нестационарных течений. Для расширения диапазона измеряемых величин в субпиксельную область в [20] предложен алгоритм увеличения размеров числовых матриц с исследуемыми изображениями с взаимным субпиксельным смещением. В [21] используется интерполяционный метод достижения субпиксельной точности в цифровом корреляционном анализе изображений. Эксперименты,

выполненные в данной работе, показали точность измерений ≈ 0.01 периода пикселей. В [22] предлагаемый контурный метод обладает субпиксельной точностью при анализе изображений, однако требует больших вычислительных затрат.

Смещение спекл-структуры относительно ее исходного положения вызывает в комплексном пространственном спектре спекл-структуры фазовую модуляцию, которая в случае однородного смещения спекл-структуры проявляется в суммарном пространственном спектре исходной и смещенной спекл-структур (в дифракционном гало) в виде системы интерференционных полос [3–5,16]. Формирование интерференционной картины в дифракционном гало дает возможность визуализировать измерительный сигнал, если период интерференционных полос меньше размеров гало [16]. Преобразование в частотную область позволяет получить измеряемые величины с субпиксельной точностью по распределению интенсивности интерференционной картины дифракционного гало или по смещению минимума интерференционной картины при введении дополнительного фазового смещения в комплексный пространственный спектр спекл-структуры [16]. По величине сдвига темной интерференционной полосы в суммарном спектре спеклограмм определяется линейный фазовый сдвиг спектров, возникающий при внесении дополнительных фазовых сдвигов известной величины.

Преобразование в частотную область позволяет определить субпиксельные смещения по наклону линейного участка графика функции фазового набега в поле комплексного пространственного спектра смещенной спекл-структуры [15,17]. В реальных условиях анализ функции фазового набега затруднен из-за эффектов случайной пространственной модуляции регистрируемых изображений спекл-структур, поэтому в [15] для анализа сигнала используются итерационные и интерполяционные вычислительные процедуры. В [17] определение субпиксельных микросмещений реализуется только в одномерном случае.

В настоящей работе рассматривается метод цифровой спекл-фотографии для определения субпиксельных смещений спекл-структур на основе анализа их суммарных пространственных спектров. С помощью численного моделирования показано, что в пространственном спектре спекл-структур содержится информация об их взаимных субпиксельных микросмещениях. В работе предлагается введение дополнительного постоянного фазового сдвига в поле пространственного спектра, приводящего к соответствующему смещению линейного фазового набега в спектре смещенной спекл-структуры, которое наблюдается как смещение минимума интерференционной картины в дифракционном гало. Предложенный в работе метод позволяет найти величину наклона линейного участка функции фазового набега по его смещению и определить субпиксельное смещение спекл-структуры в двумерном случае.

2. Теория метода и численный эксперимент по определению субпиксельных смещений спекл-структур

Для исследования возможности определения субпиксельных смещений спекл-структур на основе анализа их пространственных спектров выполнено численное моделирование метода цифровой спекл-фотографии с заданным взаимным фазовым сдвигом спекл-структуры. Используемая нами для численного моделирования метода цифровой спекл-интерферометрии математическая модель матричного фотоприемника содержит представление о регистрируемом фотоприемником массиве отсчетов интенсивности в виде дискретного сигнала [23–26].

Комплексная амплитуда граничного объектного поля — поля источника спекл-структуры — моделировалась в виде дискретного массива случайных величин $U(k, j) = P(k, j)U_0 \exp(i2\pi h(k, j))$. Случайная величина $h(k, j)$ задавалась равномерно распределенной от 0 до 1, что характеризует случайную нормированную на длину волны величину оптической неоднородности объекта-рассеивателя в каждой точке матрицы и соответственно статистически равномерное распределение фазы поля источника в интервале $[0, 2\pi]$. Таким образом создавалось случайное, попиксельно коррелированное поле случайных комплексных величин $U(k, j)$ [27]. Данное поле модулировалось бинарной апертурной функцией $P(k, j)$, равной 1 в пределах апертуры той или иной формы и 0 за ее пределами. Спекл-поле в дальней области дифракции с комплексной амплитудой $F(x, y)$ формировалось путем фурье-преобразования граничного поля источника [28,29] с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье. Таким образом получали матрицы комплексной амплитуды $F(x, y)$ и интенсивности $|F(x, y)|^2$ дифракционного спекл-поля — спекл-структуры в дальней зоне дифракции. Поле пространственного спектра спекл-структуры $H(\xi, \eta)$ и соответствующее ему дифракционное гало $|H(\xi, \eta)|^2$ формировались путем фурье-преобразования спекл-структуры — пространственного распределения интенсивности спекл-поля $I(x, y) = |F(x, y)|^2$. На рис. 1 схематично представлен алгоритм записи спекл-структуры и формирования дифракционного гало.

Субпиксельное смещение спекл-структуры $|F(x, y)|^2$ создавалось путем линейной фазовой модуляции граничного поля источника — умножением матрицы комплексных величин $U(k, j)$ на линейную экспоненциальную функцию $\exp(i\Delta\varphi(k, j)) = \exp(-i(\alpha k + \beta j))$. Фурье-преобразование такого модулированного граничного поля источника приводит к формированию однородно смещенного дифракционного спекл-поля и соответственно смещенной спекл-структуры [29]. Распределение спекл-поля $F_0(x, y)$, соответствующее исходному

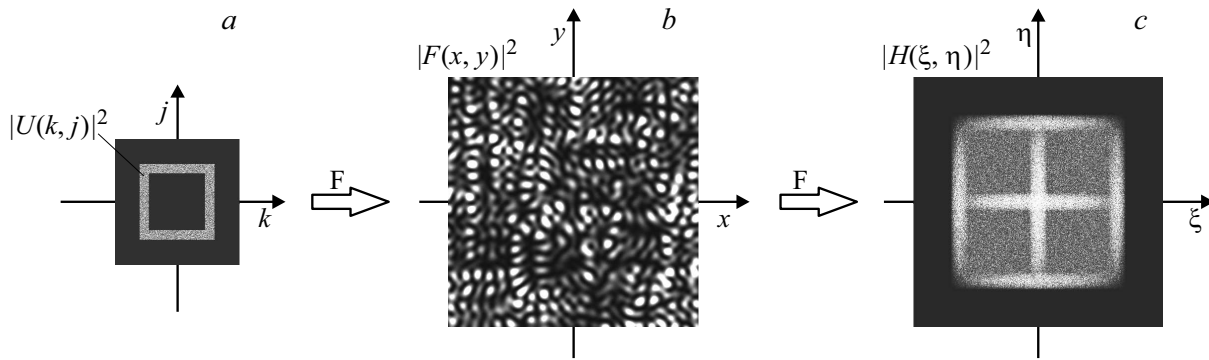


Рис. 1. Алгоритм формирования дифракционного гало: $U(k, j)$ — поле комплексных амплитуд объекта — источника спекл-поля, \mathbf{F} — преобразование Фурье, $F(x, y)$ — спекл-поле в дальней области дифракции, $H(x, y)$ — комплексное поле пространственного спектра спекл-структуры; a — плоскость рассеивающего объекта, b — плоскость регистрации спекл-структуры, c — пространственный спектр спекл-структуры.

состоянию объекта, можно записать в виде дискретного фурье-преобразования граничного поля источника:

$$F_0(x, y) = \mathbf{F}\{U(k, j)\} \\ = \sum_{k=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} U(k, j) \exp \left[i2\pi \left(\frac{k}{M} x + \frac{j}{N} y \right) \right], \quad (1)$$

где (k, j) и (x, y) — дискретные значения координат в числе пикселей матрицы соответственно в плоскости источника и в плоскости спеклограммы, \mathbf{F} — символ пространственного фурье-преобразования, $N \times M$ — размер матрицы в количестве пикселей. Если смещение спекл-структуры Δx происходит только вдоль оси X ($\alpha \neq 0$), а вдоль оси Y смещение спекл-структуры отсутствует, $\beta = 0$ и $\Delta y = 0$, то числовую матрицу, отражающую смещенное состояние спекл-поля, можно записать в следующем виде:

$$F_S(x, y) = \sum_{k=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} U(k, j) \exp(-i2\pi\alpha k) \\ \times \exp \left[i2\pi \left(\frac{k}{M} x + \frac{j}{N} y \right) \right] \\ = \sum_{k=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} U(k, j) \exp \left[i2\pi \left(\frac{k}{M} (x - \alpha M) + \frac{j}{N} y \right) \right] \\ = F_0(x - \alpha M, y) = F_0(x - \Delta x, y). \quad (2)$$

Подбором величины α можно добиться, чтобы смещение спекл-поля Δx в плоскости матрицы было меньше одного пикселя и, таким образом, реализовать субпиксельное смещение спекл-структуры.

Фурье-преобразование матрицы разности исходной и смещенной спекл-структур приводит к формированию дифракционного гало с темной интерференционной полосой, проходящей через центр гало, поскольку

ку вычитание эквивалентно противофазности возмущений: $\exp(i\pi) = -1$. На рис. 2, a (сверху) представлено изображение дифракционного гало, соответствующего однородному смещению спекл-структуры по горизонтальной оси X на 0.01 межпиксельного расстояния Δx_d , $\Delta x = 0.01 \text{ pix}$, $\Delta y = 0 \text{ pix}$, где „pix“ в нашем рассмотрении обозначает межпиксельное расстояние Δx_d .

Максимумы интерференционной картины невозможно наблюдать, поскольку они выходят далеко за пределы дифракционного гало. Надо заметить, что при наблюдении в этих условиях картины гало, являющейся фурье-преобразованием распределения не разности, а суммы взаимно смещенных спекл-структур, выявить интерференционную картину практически невозможно, потому что максимум интерференционной картины сливается с максимумом дифракционного гало, поскольку темные полосы выходят далеко за его пределы.

Распределение комплексной амплитуды поля в пространственном спектре спекл-структуры можно записать как фурье-образ распределения интенсивности спекл-структуры соответственно для исходного и смещенного положений спекл-структуры:

$$\mathbf{F}(I_0(x, y)) = \sum_{x=0}^{M-1} \sum_{y=0}^{N-1} I_0(x, y) \exp \left[i2\pi \left(\frac{x}{M} \xi + \frac{y}{N} \eta \right) \right] \\ = H_0(\xi, \eta);$$

$$\mathbf{F}(I_S(x, y)) = \sum_{x=0}^{M-1} \sum_{y=0}^{N-1} I_0(x - \Delta x, y) \exp \left[i2\pi \left(\frac{x}{M} \xi + \frac{y}{N} \eta \right) \right] \\ = H_0(\xi, \eta) \exp \left(i2\pi \frac{\Delta x}{M} \xi \right), \quad (3)$$

где (ξ, η) — дискретные координаты в плоскости пространственного спектра, \mathbf{F} — символ пространственного фурье-преобразования, $I_0(x, y)$ и $I_S(x, y)$ — дискретные распределения интенсивности исходной и смещен-

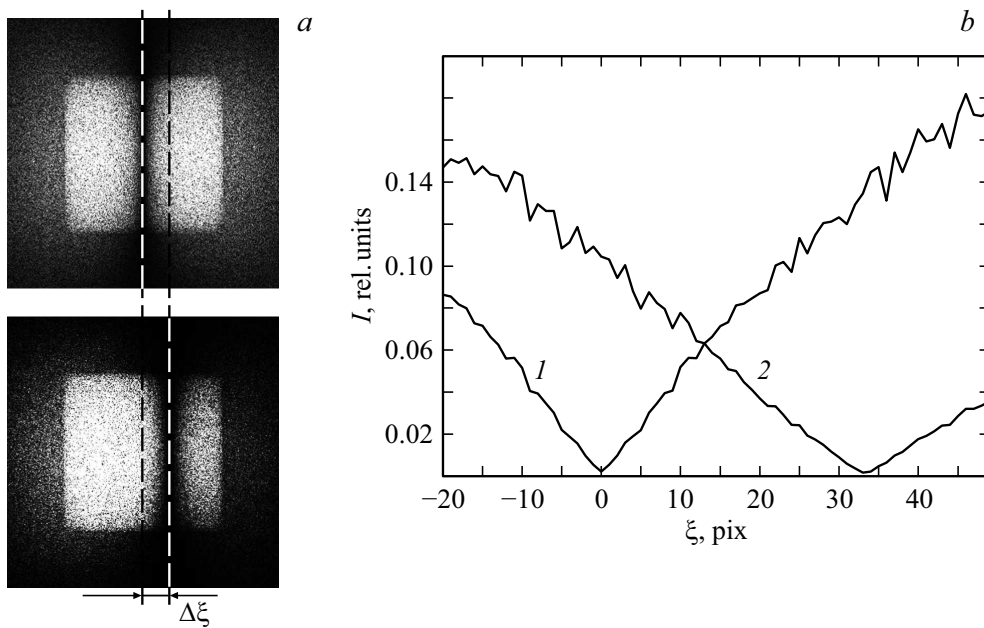


Рис. 2. Смещение темной интерференционной полосы в дифракционном гало (а) в результате введения дополнительного фазового сдвига $\Delta\varphi = \pi/1500$ rad, смещение спекл-структуры $\Delta x = 0.01$ pix; б — нормированные распределения модуля комплексной амплитуды в дифракционных гало в области смещения локального минимума, усредненные по 100 строкам: 1 — исходное распределение, 2 — смещенное на величину при задании постоянного фазового сдвига $\Delta\varphi = \pi/1500$ rad.

ной спекл-структур, $H_0(\xi, \eta)$ — комплексная амплитуда поля пространственного спектра исходной спекл-структуры.

Для распределений комплексной амплитуды поля $H_1(\xi, \eta)$ и интенсивности $I_1(\xi, \eta) = |H_1(\xi, \eta)|^2$ разностного пространственного спектра можно записать выражения

$$H_1(\xi, \eta) = H_0(\xi, \eta) \left[1 - \exp\left(i2\pi \frac{\Delta x}{M} \xi\right) \right],$$

$$I_1(\xi, \eta) = 2|H_0(\xi, \eta)|^2 \left[1 - \cos\left(2\pi \frac{\Delta x}{M} \xi\right) \right]. \quad (4)$$

Зная величину периода интерференционных полос Λ в количестве пикселей, из (4) можно определить значение смещения спекл-структуры Δx :

$$2\pi \frac{\Delta x}{M} \Lambda_{(\xi=\Lambda)} = 2\pi \Rightarrow \Delta x = \frac{M}{\Lambda}. \quad (5)$$

Если период интерференционных полос больше размеров гало или матрицы, то смещение спекл-структуры Δx можно определить по смещению центрального минимума интерференционной картины. При введении в поле пространственного спектра спекл-структуры дополнительного фазового сдвига $\Delta\varphi$ путем умножения матрицы со смещенной спекл-структурой на постоянный фазовый множитель $\exp(i\Delta\varphi)$ распределение комплексной амплитуды поля в пространственном спектре спекл-структуры определяется выра-

жением

$$\begin{aligned} \mathbf{F}(I_S(x, y) \exp(i\Delta\varphi)) &= \sum_{x=0}^{M-1} \sum_{y=0}^{N-1} I_0(x - \Delta x, y) \\ &\times \exp(i\Delta\varphi) \exp\left[i2\pi \left(\frac{x}{M} \xi + \frac{y}{N} \eta\right)\right] \\ &= H_0(\xi, \eta) \exp\left(i\left(2\pi \frac{\Delta x}{M} \xi + \Delta\varphi\right)\right). \end{aligned} \quad (6)$$

Для распределений комплексной амплитуды поля $H_2(\xi, \eta)$ и интенсивности $I_2(\xi, \eta)$ разностного пространственного спектра при введении дополнительного фазового сдвига $\Delta\varphi$ можно записать выражения

$$H_2(\xi, \eta) = H_0(\xi, \eta) \left[1 - \exp\left(2\pi \frac{\Delta x}{M} \xi + \Delta\varphi\right) \right],$$

$$\begin{aligned} I_2(\xi, \eta) &= 2H_0^2(\xi, \eta) \left[1 - \cos\left(2\pi \frac{\Delta x}{M} \xi + \Delta\varphi\right) \right] \\ &= 2H_0^2(\xi, \eta) \left[1 - \cos\left(2\pi \frac{\Delta x}{M} \left(\xi + \frac{\Delta\varphi M}{2\pi \Delta x}\right)\right) \right] \\ &= 2H_0^2(\xi, \eta) \left[1 - \cos\left(2\pi \frac{\Delta x}{M} (\xi + \Delta\xi)\right) \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Для смещения $\Delta\xi$ интерференционной картины в дифракционном гало из (7) получаем

$$\Delta\xi = \frac{\Delta\varphi M}{2\pi \Delta x} \Rightarrow \Delta x = \frac{\Delta\varphi M}{2\pi \Delta\xi}. \quad (8)$$

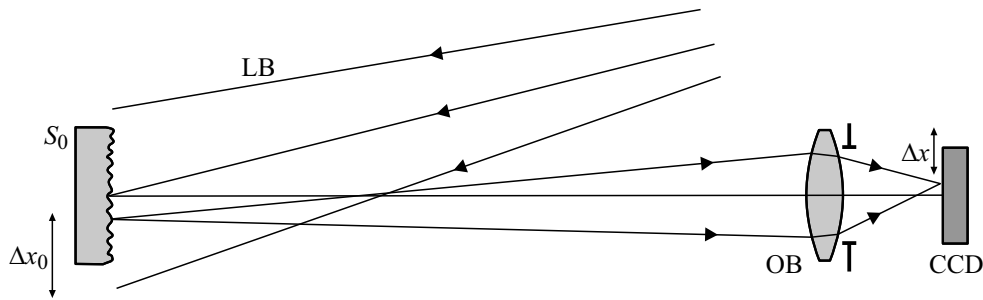


Рис. 3. Оптическая схема записи спекл-структур сфокусированного изображения объекта с использованием цифровой фотокамеры: LB — лазерный пучок ($\lambda \approx 0.63 \text{ мкм}$), S_0 — объект, OB — объектив, CCD — матричный фотодетектор.

Таким образом, когда невозможно определить период интерференционных полос в дифракционном гало и соответственно смещение спекл-структуры по периоду полос (5), то из (8) по смещению $\Delta\xi$ интерференционной картины в дифракционном гало удастся определить величину смещения спекл-структуры Δx .

На рис. 2, а (внизу) показано смещение центральной темной интерференционной полосы в дифракционном гало в результате введения дополнительного фазового сдвига $\Delta\varphi = \pi/1500 \text{ рад}$. Величину соответствующего смещения интерференционной картины в дифракционном гало $\Delta\xi$ можно определить по смещению центрального минимума картины (рис. 2, б). Подставляя в (8) значения параметров: размер матрицы $M = 1000 \text{ пик}$, величину фазового сдвига $\Delta a = \pi/1500 \text{ рад}$, смещение минимума в дифракционном гало на графике $\Delta\xi = 33 \text{ пик}$ (рис. 2, б), получаем с помощью данного метода искомое смещение спекл-структуры $\Delta x = 0.01 \text{ пик}$, что равно заданному в численном эксперименте значению.

3. Реализация метода фазового сдвига поля пространственного спектра

Для натурной реализации метода цифровой спекл-фотографии по определению субпиксельных смещений спекл-структуры с помощью фазового сдвига поля ее пространственного спектра использовалась схема цифровой регистрации спекл-структуры действительного изображения поверхности рассеивающего отражающего объекта (рис. 3). На матрицу цифровой фотокамеры проецируются и затем регистрируются лазерные спекл-структуры рассеянного объектом поля, соответствующие исходному состоянию и смещенному в результате поперечного сдвига рассеивающего объекта.

В наших экспериментах коэффициент поперечного уменьшения оптической системы записи спекл-структур (рис. 3) рассчитывался таким образом, чтобы смещение рассеивающего объекта $\Delta x_0 = 100 \text{ мкм}$ соответствовало смещению регистрируемого изображения объекта и спекл-структуры в пространстве изображений $\Delta x = \Delta x_d \approx 12.2 \text{ мкм}$, где x_d — период расположе-

ния пикселей — период дискретизации изображения. На рис. 4, а представлено экспериментальное изображение по интенсивности разностного пространственного спектра спекл-структур с их относительным смещением $\Delta x = 0.4 \text{ пик}$ с темной интерференционной полосой в центре.

На рис. 4, б представлено дифракционное гало с дополнительным фазовым сдвигом поля $\Delta\varphi = -\pi/20 \text{ рад}$. На рис. 4, с–f представлены усредненные и не усредненные графики функции линейного фазового набега, возникающего в поле комплексного пространственного спектра смещенной спекл-структуры по отношению к несмещенной. Графики на рис. 4, f получены путем усреднения по 600 построчным реализациям вдоль оси η на линейном участке графиков в пределах дифракционного гало (рис. 4, а, б). Усреднение необходимо для уменьшения случайной шумовой составляющей изображений, возникающей из-за эффектов некоторой декорреляции спекл-структур, возникающей в оптической системе. Вне области дифракционного гало на пространственное распределение фазового набега оказывают влияние сильные нелинейные модуляции и шумы, в которых теряется информационная составляющая.

Для графиков на рис. 4 из (3) и (6) можно получить выражения для функций фазового набега $\Delta\varphi(\xi)$ и определить величину смещения спекл-структуры Δx :

$$\left. \begin{aligned} \Delta\varphi_1 &= 2\pi \frac{\Delta x}{M} \xi_1 \\ \Delta\varphi_2 &= 2\pi \frac{\Delta x}{M} \xi_2 + \Delta\varphi \\ \Delta\varphi_1 &= \Delta\varphi_2 \end{aligned} \right\} \Rightarrow \Delta x = \frac{\Delta\varphi M}{2\pi(\xi_1 - \xi_2)} = \frac{\Delta\varphi M}{2\pi\Delta\xi}. \quad (9)$$

Величину $\Delta\xi$ можно определить с помощью построчного (вдоль ξ) корреляционного анализа взаимного смещения точек графиков функций фазового набега (рис. 4, f) на линейном участке вдоль оси ξ . Определим для обоих графиков функции $I_1(\xi, \Delta\varphi_j)$ и $I_2(\xi, \Delta\varphi_j)$, зависящие от ξ , при фиксированной ординате $\Delta\varphi_j$. Значения этих функций равны единице в точках, принадлежащих графикам, и нулю для остальных точек. Функции автокорреляции $\Gamma_{11}(\Delta\xi)$ и взаимной корреляции $\Gamma_{12}(\Delta\xi)$ смещения точек вдоль оси ξ , согласно свойствам

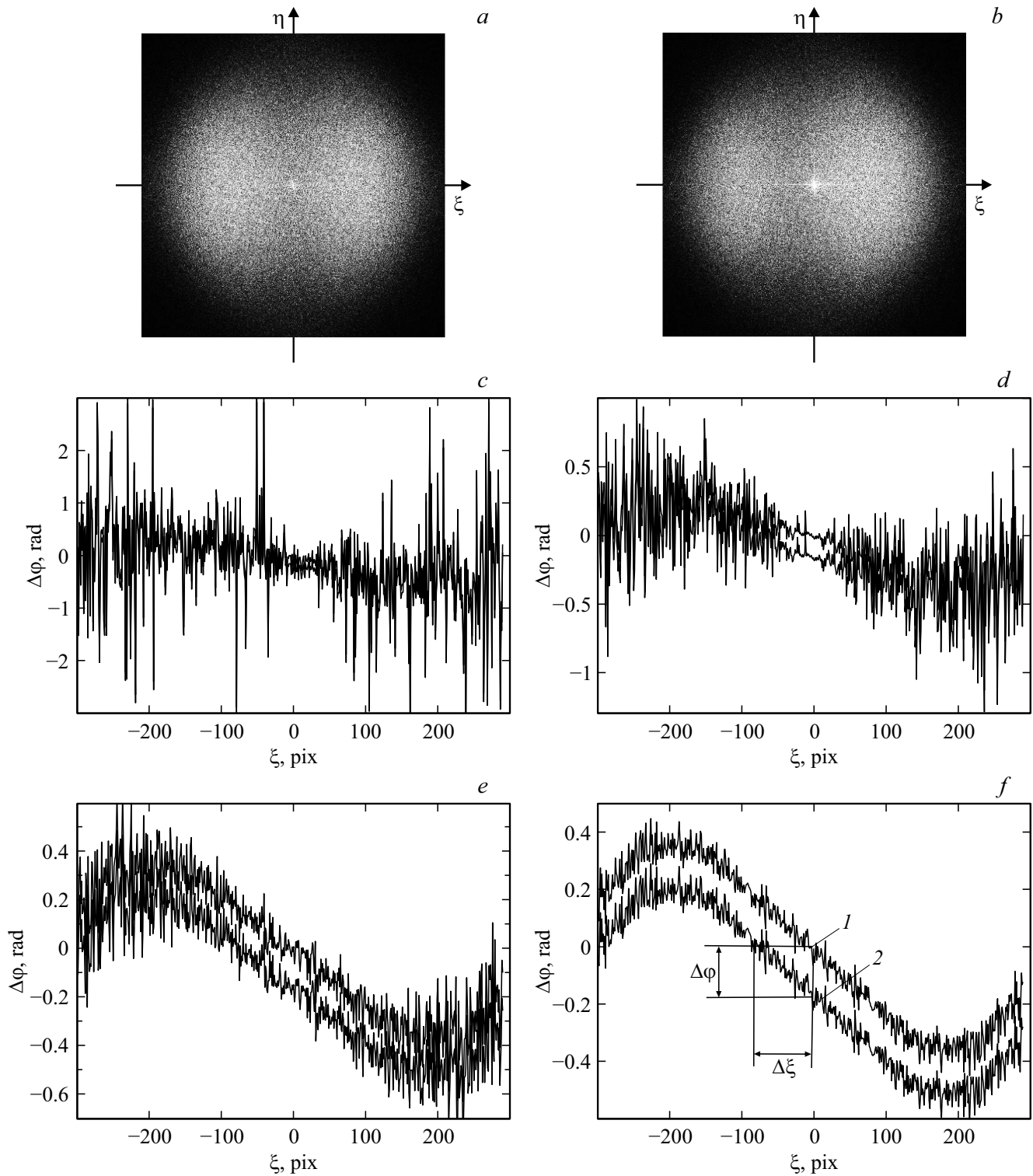


Рис. 4. Разностные пространственные спектры исходной и смещенной спекл-структур на величину $\Delta x = 0.4 \text{ pix}$: *a* — без фазового сдвига поля, *b* — с фазовым сдвигом $\Delta\varphi = -\pi/20 \text{ rad}$. Графики функции линейного фазового набега $\Delta\varphi(\xi)$ в пределах дифракционного гало, возникающего в поле комплексного пространственного спектра смещенной спекл-структуры — исходный (1) и с дополнительным фазовым сдвигом $\Delta\varphi = -\pi/20 \text{ rad}$ (2): *c* — неусредненные графики; *d, e, f* — усреднение по строчным реализациям вдоль оси η : *d* — 10, *e* — 100, *f* — 600 реализаций.

преобразования Фурье [28,29], можно определить по формулам:

$$\begin{aligned} \Gamma_{11}(\Delta\xi) &= \sum_{j=1}^n \sum_{\xi=0}^{M-1} I_1(\xi, \Delta\varphi_j) I_1(\xi - \Delta\xi, \Delta\varphi_j) \\ &= \sum_{j=1}^n \mathbf{F}^{-1} \{ \mathbf{F}(I_1(\xi, \Delta\varphi_j)) \times \mathbf{F}^*(I_1(\xi, \Delta\varphi_j)) \}, \\ \Gamma_{12}(\Delta\xi) &= \sum_{j=1}^n \sum_{\xi=0}^{M-1} I_1(\xi, \Delta\varphi_j) I_2(\xi - \Delta\xi, \Delta\varphi_j) \\ &= \sum_{j=1}^n \mathbf{F}^{-1} \{ \mathbf{F}(I_1(\xi, \Delta\varphi_j)) \times \mathbf{F}^*(I_2(\xi, \Delta\varphi_j)) \}, \end{aligned} \quad (10)$$

где \mathbf{F} и \mathbf{F}^{-1} — прямое и обратное преобразования Фурье, $*$ — комплексное сопряжение, n — число строк, по которым производится усреднение.

Величину $\Delta\xi$ можно определить по смещению центрального максимума функции взаимной корреляции $\Gamma_{12}(\Delta\xi)$ относительно максимума автокорреляционной функции $\Gamma_{11}(\Delta\xi)$. В нашем эксперименте для графиков на рис. 4, f получена величина их взаимного смещения вдоль оси ξ , $\Delta\xi \approx 79$ pix, и, учитывая, что размер матрицы, используемой в натурном эксперименте, $M = 1280$ pix, по формуле (9) можно определить смещение спекл-структуры $\Delta x \approx 0.405$ pix.

Абсолютную погрешность определения величины смещения спекл-структуры можно оценить как разность между заданным значением 0.4 pix и полученным в результате обработки фазовых набегов $\delta(\Delta x) \approx 0.005$ pix. С помощью корреляционного метода величину $\Delta\xi$ можно определить с точностью до одного пикселя, $\delta(\Delta\xi) \approx 1$ pix, тогда абсолютную погрешность определения Δx можно найти исходя из формулы (9):

$$\delta(\Delta x) \approx (\Delta\varphi M / 2\pi (\Delta\xi)^2) \delta(\Delta\xi) \approx 0.005 \text{ pix}. \quad (11)$$

Расчетная и полученная в эксперименте погрешности совпадают с хорошей точностью.

Систематическая ошибка измерения смещения спекл-структуры Δ_S обусловлена рядом причин. Одной из причин является искажение реальной формы сигнала при его цифровой регистрации — дискретизации. Также вклад в систематическую ошибку вносит неточность величины межпиксельного расстояния Δ_d . Снижение этих вкладов в систематическую ошибку возможно при уменьшении межпиксельного расстояния матрицы используемой цифровой камеры. Свой вклад в систематическую ошибку Δ_S дает частичная декорреляция исходной и смещенной спекл-структур, обусловленная апертурными ограничениями спекл-полей в оптической системе. В случае субпиксельных смещений декорреляция практически равна нулю, поэтому вклад этой составляющей ошибки незначителен.

Наибольшей составляющей ошибки измерения смещения спекл-структуры во всех методах спекл-интерферометрии является случайная ошибка Δ_r , которая обусловлена малыми вибрациями исследуемого объекта и элементов оптической системы, вызванными потоками воздуха, толчками фундамента здания и т.п., в результате чего возникают случайные смещения спекл-структуры и, как следствие, некоторая декорреляция зарегистрированных спекл-структур. Также по этой причине появляются дополнительные смещения спекл-структур, вследствие микроколебаний элементов оптической системы и исследуемого рассеивающего объекта. Вклад в случайную ошибку вносит оптический шум, обусловленный рассеянием когерентного света на линзах, зеркалах и других элементах измерительной установки, в результате которого возникает дополнительная высокочастотная спекл-модуляция, вносящая искажение в регистрируемую спекл-картину. Случайная ошибка присутствует во всех методах спекл-интерферометрии и вносит наибольший вклад в ошибку измерений. В рассматриваемом методе для уменьшения случайной шумовой составляющей ошибки предлагается проводить процедуру усреднения. На рис. 4 показано, как изменяется форма сигнала с уменьшением шумовой составляющей при увеличении числа реализаций построчного усреднения функции линейного фазового набег.

Для исследования доли систематической ошибки измерения с помощью предложенного метода выполнено численное моделирование с исключением случайной ошибки. На рис. 5, a приведены изображения численно смоделированных дифракционных гало при смещении спекл-структуры в двух направлениях на $\Delta x = 0.4$ pix и $\Delta y = 0.2$ pix без фазового сдвига и с дополнительным фазовым сдвигом на $\Delta\varphi = -\pi/20$ rad.

Поскольку отсутствует случайная шумовая составляющая, точки центральной области графиков фазового набег идеально располагаются на прямой линии (рис. 5, b) в отличие от расположения точек на рис. 4, $c-f$. В случае моделирования не нужно проводить усреднение по построчным реализациям для уменьшения случайной шумовой составляющей, возникающей из-за эффектов декорреляции спекл-структур, возникающей в реальной оптической системе.

При моделировании задавалось смещение спекл-структуры $\Delta x = 0.4$ pix и $\Delta y = 0.2$ pix определение смещения точек центральной области графиков фазового набег $\Delta\xi$ и $\Delta\eta$ проводилось вдоль двух осей ξ и η . Величины $\Delta\xi$ и $\Delta\eta$ определялись с помощью корреляционного анализа по формулам (10) по величине взаимного смещения максимумов корреляции. В нашем численном эксперименте получены величины смещения спекл-структуры $\Delta x \approx 0.403$ pix и $\Delta y \approx 0.200$ pix. Данные величины определены по формуле (9) при подстановке соответственно значений $\Delta\xi \approx 62$ pix, $\Delta\eta \approx 125$ pix и размеров матрицы $M \times N = 1000 \times 1000$ pix.

Результаты моделирования показывают, что в предложенном методе при определении значений $\Delta\xi$ и $\Delta\eta$

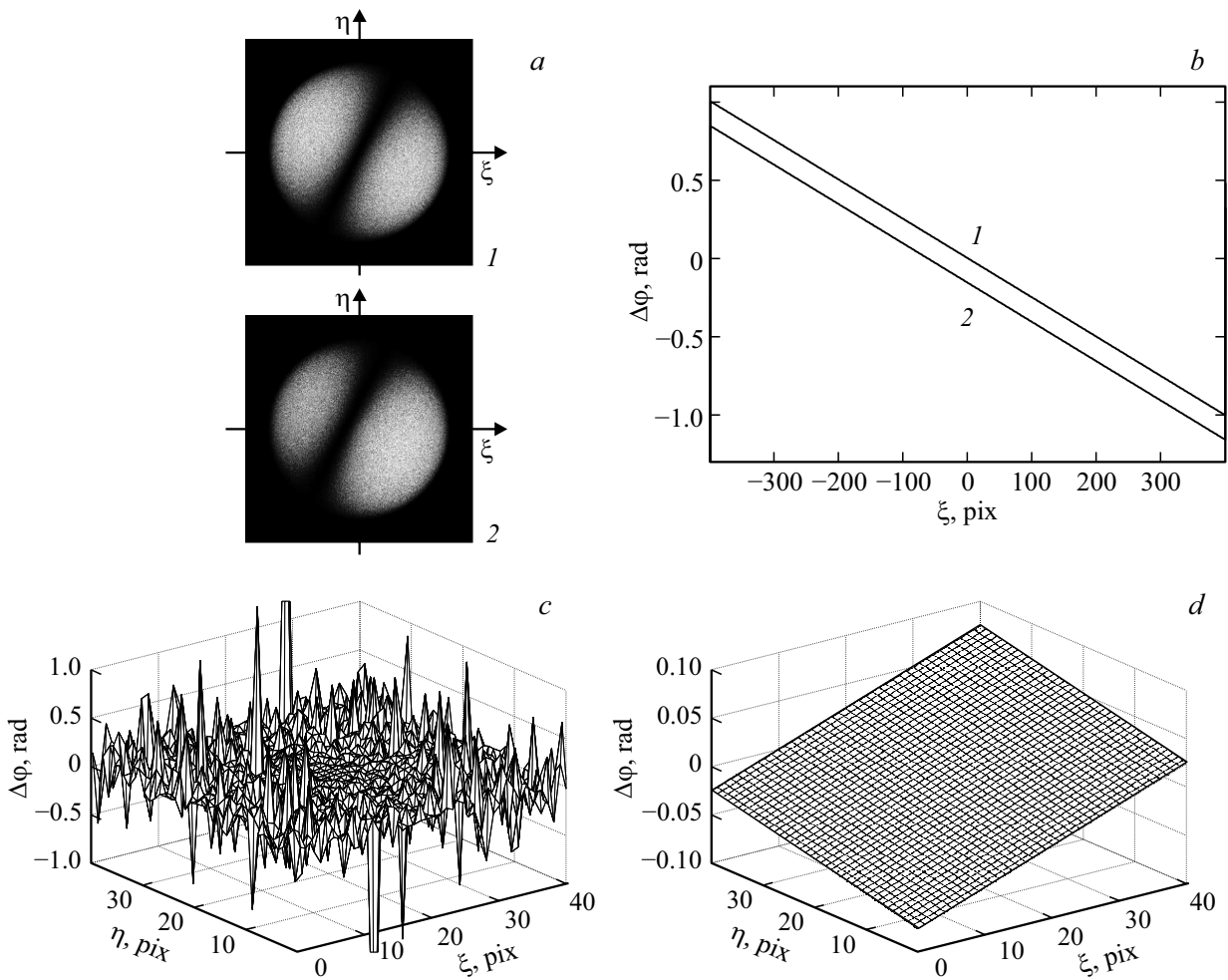


Рис. 5. Смоделированные дифракционные гало при смещении спекл-структуры на $\Delta x = 0.4 \text{ pix}$ и $\Delta y = 0.2 \text{ pix}$ — *a*; *b* — графики функции линейного фазового набега вдоль оси ξ в пределах дифракционного гало, возникающего в поле комплексного пространственного спектра смещенной спекл-структуры: *1* — без фазового сдвига, *2* — с дополнительным фазовым сдвигом $\Delta\varphi = -\pi/20 \text{ rad}$; фрагмент функции фазового набега в центральной области разностного пространственного спектра исходной и смещенной спекл-структур, полученной: *c* — в реальном эксперименте (рис. 2, смещение спекл-структуры $\Delta x = 0.4 \text{ pix}$), *d* — при моделировании (смещение спекл-структуры $\Delta x = 0.4 \text{ pix}$ и $\Delta y = 0.2 \text{ pix}$).

с точностью $\delta(\Delta\xi) \approx 1 \text{ pix}$ и $\delta(\Delta\eta) \approx 1 \text{ pix}$ возникает относительная систематическая ошибка субпиксельных измерений в пределах 1%, абсолютная величина которой определяется по формуле (11). Для ее уменьшения можно увеличить размер матрицы.

В [13] для измерений в субпиксельном диапазоне предлагается увеличить размер числовой матрицы, построив ее полем нулевых значений. При увеличении размера матрицы в 10 раз 0.1 pix соответствует на увеличенной матрице 1 pix . Этот подход увеличивает сложность и время вычислений. В [15] определяется смещение спекл-структуры по функции фазового набега, возникающего после быстрого преобразования Фурье в области пространственных частот спекл-структур. Для исследования фазового различия в этой работе используется алгоритм на основе итерационного метода Ньютона–Рафсона. Недостатками этого метода является

сложность расчетов — вычисление производных, многократное решение системы линейных уравнений, сильная зависимость от начального приближения. Уменьшение относительной погрешности измерений при уменьшении абсолютного значения измеряемой величины смещения требует уменьшения шага дискретизации, что приводит к еще большему усложнению вычислений. Предлагаемые подходы на основе численных методов [21,22] превосходят по сложности вычислений метод фазового сдвига поля пространственного спектра.

4. Метод фазового сдвига поля пространственного спектра в двумерной измерительной задаче

Для исследования возможностей метода цифровой спекл-фотографии для определения субпиксельных мик-

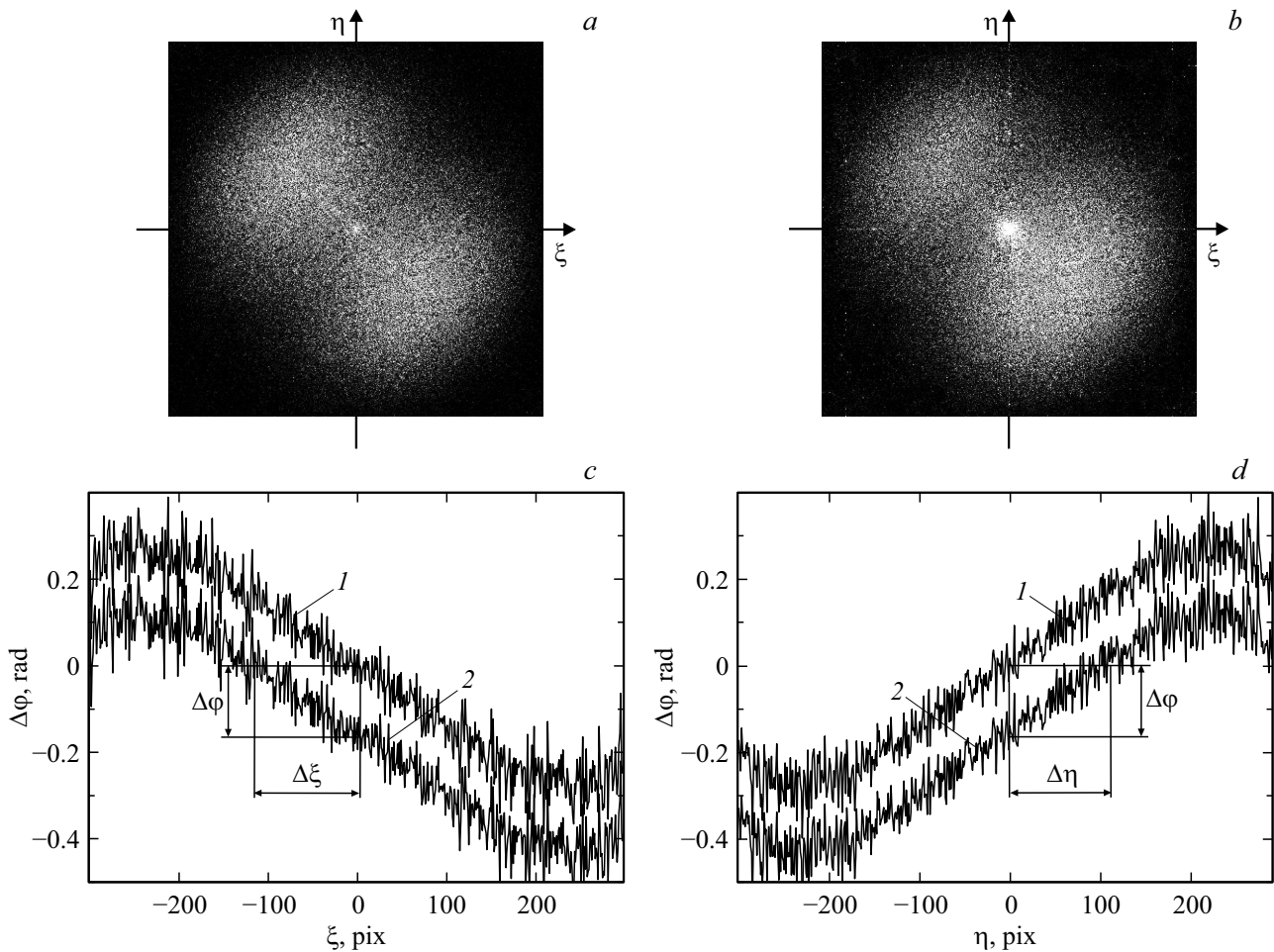


Рис. 6. Разностные пространственные спектры исходной и смещенной спекл-структур на величину $\Delta r(\Delta x, \Delta y) = 0.4$ pix: *a* — без фазового сдвига поля, *b* — с фазовым сдвигом поля $\Delta\varphi = -\pi/20$ rad; графики функции линейного фазового набега, возникающего в поле комплексного пространственного спектра смещенной спекл-структуры: *c* — вдоль оси ξ , *d* — вдоль оси η : 1 — без фазового сдвига, 2 — с дополнительным фазовым сдвигом $\Delta\varphi = -\pi/20$ rad, $\Delta\xi \approx 116$ pix, $\Delta\eta \approx 111$ pix.

росмещений спекл-структур на основе анализа их пространственных спектров применительно к двумерному случаю возможно программно реализовать поворот полученных в эксперименте спекл-структур и дифракционного гало. Разностные пространственные спектры исходной и смещенной спекл-структур на величину $\Delta r(\Delta x, \Delta y) = 0.4$ pix представлены на рис. 6, *a, b* соответственно без фазового сдвига поля и со сдвигом $\Delta\varphi = -\pi/20$ rad, при реализации поворота спекл-структур на 45° . С помощью метода фазового сдвига поля пространственного спектра определяли смещение спекл-структуры вдоль осей X и Y . Усреднение вдоль каждой оси проводилось по 300 строкам центральной области гало. Графики усредненных функций линейного фазового набега представлены на рис. 6, *c, d*.

Величины $\Delta\xi$ и $\Delta\eta$ определялись по формуле (10) с помощью корреляционного анализа расположения точек на графиках функции линейного фазового набега, возникающего в поле разностного комплексного пространственного спектра спекл-структур, исходного (1) и сме-

щенного (2) из-за дополнительно введенного фазового сдвига $\Delta\varphi = -\pi/20$ rad. В частности, в нашем эксперименте получены величины смещения спекл-структуры $\Delta x \approx 0.276$ pix и $\Delta y \approx 0.288$ pix. Данные величины определены по формуле (9) при подстановке соответственно значений $\Delta\xi \approx 116$ pix, $\Delta\eta \approx 111$ pix и размера матрицы $M \times N = 1280 \times 1280$ pix. Величина смещения спекл-структуры получается равной $\Delta r \approx 0.399$ pix, а абсолютная погрешность имеет величину $\delta(\Delta r) \approx 0.001$ pix.

5. Заключение

Возможности метода цифровой спекл-фотографии позволяют проводить измерения в субпиксельном диапазоне и с субпиксельной точностью. Как показали наши эксперименты, такая возможность может быть реализована при работе в области пространственных частот спекл-структур. Субпиксельная точность достигается определением величин параметров линейного фазового набега, возникающего в поле разностного

комплексного пространственного спектра исходной и смещенной спекл-структур.

Как показали эксперименты, даже при субпиксельном смещении спекл-структуры в области пространственных частот возникает измеряемый фазовый набег. В настоящей работе предложен и рассматривается метод определения субпиксельных смещений спекл-структур на основе внесения численным способом дополнительных взаимных фазовых сдвигов в комплексные пространственные спектры несмещенной и смещенной спекл-структур. Дополнительный фазовый сдвиг отображается в дифракционном гало смещением функции линейного фазового набега и соответственно смещением интерференционных полос. По величине такого смещения определяется смещение спекл-структуры. Чем меньше размеры регистрируемых спеклов, тем больше размер области пространственного спектра, соответственно больше линейный участок функции фазового набега и, следовательно, выше точность производимых измерений. Предложенный в работе метод позволяет определять смещение спекл-структуры в субпиксельном диапазоне и с субпиксельной точностью при решении двумерной измерительной задачи.

В работе предложены новые неитерационные методы анализа пространственных спектров спекл-структур с использованием численной обработки и корреляционно-го анализа для определения субпиксельных микросмещений спекл-структур. Предложенные подходы позволяют расширить в цифровой спекл-интерферометрии диапазон производимых измерений — отодвинуть нижнюю границу диапазона измерений в область субмикронных и даже нанометровых смещений.

Список литературы

- [1] Goodman J.W. Speckle Phenomena in Optics: Theory and Applications. Roberts & Company, Publishers, Englewood, 2007. 387 p.
- [2] Dainty J.C. (ed.) Laser Speckle and Related Phenomena. Springer Science & Business Media, 2013. V. 9. 286 p. doi 10.1007/978-3-662-43205-1
- [3] Франсон М. Оптика спеклов. М.: Мир, 1980. 171 с.; Françon M., La Granularité Laser (Speckle) et ses Applications en Optique. Masson, Paris, New York, Barcelone, Milan, 1978. 171 p.
- [4] Клименко И.С. Голография сфокусированных изображений и спекл-интерферометрия. М.: Наука, 1985. 224 с.
- [5] Джоунс Р., Уайкс К. Голографическая и спекл-интерферометрия. М.: Мир, 1986. 328 с.; Jones R., Wykes C. Holographic and Speckle Interferometry. Cambridge University Press, 1983. 368 p. doi 10.1017/CBO9780511622465
- [6] Schnars U. Falldorf C., Watson J., Jueptner W. Digital Holography and Wavefront Sensing. Berlin, Heidelberg: Springer Verlag, 2015. 240 p. doi 10.1007/978-3-662-44693-5
- [7] Фомин Н.А. Спекл-интерферометрия газовых потоков. Минск: Наука и техника, 1989. 166 с.
- [8] Каленков Г.С., Штанько А.Е. // Фотоника. 2010. В. 4. С. 58.
- [9] Кульчин Ю.Н., Витрик О.Б., Ланцов А.Д. // Квант. электрон. 2006. Т. 36. № 4. С. 339; Kulchin Y.N., Vitrik O.B., Lantsov A.D. // Quant. Electron. 2006. V. 36. № 4. P. 339. doi 10.1070/QE2006v036n04ABEH013147
- [10] Кудрявцев М.Д. // Опт. и спектр. 2017. Т. 123. № 2(8). С. 301; Kudryavtsev M.D. // Opt. Spectrosc. 2017. V. 123. № 2. P. 324. doi 10.1134/S0030400X17080148
- [11] Mudassar A.A., Butt S. // Appl. Opt. 2014. V. 53. № 5. P. 960. doi 10.1364/AO.53.000960
- [12] Cofaru C., Philips W., Van Paepegem W. // Optics Express. 2013. V. 21. № 24. P. 29979. doi 10.1364/OE.21.029979
- [13] Grebenyuk A.A., Ryabukho V.P. // Proceedings SPIE. 2010. V. 7999. P. 79990B. doi 10.1117/12.887673
- [14] Козинов И.А., Мальцев Г.Н. // Опт. и спектр. 2016. Т. 121. № 6. С. 1005; Kozinov I.A., Maltsev G.N. // Opt. Spectrosc. 2016. V. 121. № 6. P. 934. doi 10.1134/S0030400X16120158
- [15] Lu H., Huang C., Wang C., Wang X., Fu H., Chen Z. // Appl. Opt. 2014. V. 53. I. 13. P. 2806. doi 10.1364/AO.53.002806
- [16] Максимова Л.А., Рябухо П.В., Мысина Н.Ю., Рябухо В.П. // Изв. Саратовского ун-та. Новая серия. Серия Физика. 2015. Т. 15. С. 5.
- [17] Максимова Л.А., Рябухо П.В., Мысина Н.Ю., Рябухо В.П. // ЖТФ. 2017. Т. 87. В. 8. С. 1271. doi 10.21883/JTF.2017.08.44741.2128; Maksimova L.A., Ryabukho P.V., Mysina N.Yu., Ryabukho V.P. // Technical Physics. 2017. V. 62. № 8. P. 1284. doi 10.1134/S1063784217080163
- [18] Стукачев С.Е., Кожеватов И.Е. // Опт. и спектр. 2012. Т. 113. В. 3. С. 365; Stukachev S.E., Kozhevato I.E. // Opt. Spectrosc. 2012. V. 113. В. 3. P. 327. doi 10.1134/S0030400X12070235
- [19] Фомин Н.Ф., Мелеева О.В. // Автометрия. 2012. Т. 48. № 3. С. 82; Fomin N.A., Meleeva O.V. // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. 2012. V. 48. № 3. P. 287. doi 10.3103/S8756699012030119
- [20] Блажевич С.В., Селютина Е.С. // Научные ведомости БелГУ. Сер. Математика. Физика. 2014. Т. 5. № 176. С. 186.
- [21] Su Y., Zhang Q., Gao Z., Xu X., Wu X. // Optics Express. 2015. V. 23. № 15. P. 19242. doi 10.1364/OE.23.019242
- [22] Склярченко М.С. // Компьютерная оптика. 2015. Т. 39. № 1. С. 125. doi 10.18287/0134-2452-2015-39-1-125-135
- [23] Гребенюк К.А. // Опт. и спектр. 2017. Т. 123. В. 2(8). С. 189; Grebenyuk K.A. // Opt. Spectrosc. 2017. V. 123. № 2. P. 200. doi 10.1134/S0030400X17080082
- [24] Jacquot M., Sandoz P. // Opt. Eng. 2004. V. 43. № 1. P. 214. doi 10.1117/1.1630804
- [25] Kelly D.P., Claus D. // Appl. Opt. 2013. V. 52. № 1. P. 336. doi 10.1364/AO.52.00A336
- [26] Grebenyuk K.A. // Physics Procedia. 2015. V. 73. P. 269. doi 10.1016/j.phpro.2015.09.169
- [27] Goodman J.W. Statistical Optics. Wiley, 2000. 567 p.; Гудмен Дж. Статистическая оптика. М.: Мир, 1988. 528 с. doi 10.1063/1.2815179
- [28] Локишин Г.П. Основы радиооптики. М.: Интеллект, 2009. 344 с.
- [29] Goodman J.W. Introduction to Fourier Optics, 3rd Edition. Roberts & Company Publishers, 2005. 528 p.