

РЕНТГЕНОВСКАЯ СПЕКЛ-ВИЗУАЛИЗАЦИЯ В БЛИЖНЕМ ПОЛЕ

(обзор)

©2026 г. В. В. Лидер

Отделение “Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова”

Курчатовского комплекса кристаллографии и фотоники

Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”

Россия, 119333, Москва, Ленинский просп., 59

e-mail: vallider@yandex.ru

Поступила в редакцию 14.11.2025 г.

После доработки 25.12.2025 г.

Принята к публикации 12.01.2026 г.

Изложены основные принципы и способы реализации рентгеновской спекл-визуализации в ближнем поле. Рассмотрены возможности метода для получения 2D- и 3D-изображений с абсорбционным, фазовым и темнопольным контрастами, а также для метрологии рентгеновской оптики.

1. ВВЕДЕНИЕ

Обычные рентгенографические изображения получают при прямом освещении, т.е. на основе абсорбционного контраста в светлом поле. Однако абсорбционного контраста часто бывает недостаточно для разрешения мелких деталей образцов, связанных с небольшими изменениями плотности или локальными деформациями. И тогда на помощь исследователю приходят методы фазово-контрастной и темнопольной визуализации. Фазово-контрастное изображение может дать превосходные результаты из-за его гораздо более высокой чувствительности к небольшим различиям в плотности исследуемого образца, в то время как изображение в темном поле возникает в результате малоуглового рассеяния на его структурных особенностях, которые не могут быть разрешены непосредственно напрямую детектором.

В настоящее время существует несколько мультимодальных методов, позволяющих одновременную реконструкцию абсорбционных, фазовых и темнопольных изображений из

единого набора данных, в том числе методы на основе распространения [1], краевого освещения [2], на основе анализатора [3, 4], а также интерферометра Тальбота [5].

Однако большинство перечисленных методов визуализации включает сложные оптические элементы, такие как совершенные кристаллы, прецизионные решетки или сложные маски. Чтобы преодолеть эти ограничения, был предложен новый подход к мультимодальной рентгеновской визуализации – метод на основе спеклов [6, 7]. Этот метод основан на создании спекл-картины ближнего поля, создаваемой интерференцией рентгеновских лучей (РЛ), рассеянных содержащим случайные структуры диффузором, например таким, как наждачная бумага или мембрана биологического фильтра [8]. Когда образец помещается в пучок, спеклы смещаются и искажаются. Изменения положений и форм спеклов анализируются с помощью алгоритмов реконструкции изображений [9].

Феномен формирования спеклов существует как в дальнем, так и в ближнем полях. Однако важно отметить, что свойства этих двух типов спекл-рисунков принципиально различаются. В то время как спеклы в дальней зоне связаны с освещающим пучком, его размерами и длиной волны, в ближней зоне свойства спеклов тесно связаны с особенностями рассеяния, а размер спеклов не зависит от расстояния распространения и энергии пучка [10]. Благодаря особым свойствам ближнего поля размер спекла можно контролировать размером рассеивающих частиц, а искажения спекл-картины при распространении определяются только формой волнового фронта [8].

По сравнению с визуализацией на основе распространения, визуализация на основе спеклов, как оказалось, дает значительное улучшение в обнаружении медленно меняющихся фазовых градиентов. По сравнению с визуализацией на основе интерферометра Тальбота визуализация на основе спеклов имеет более простую и дешевую экспериментальную установку и позволяет избежать некоторых проблем, связанных с точной юстировкой и появлением артефактов [11]. С момента своего возникновения в 2008 году [8] и апробации на синхротронных источниках [6, 7, 12] фазово-контрастная и темнопольная визуализация на основе рентгеновских спеклов привлекла значительное внимание благодаря своей простой, надежной и гибкой экспериментальной схеме, экономической эффективности и относительно низким требованиям к пространственной и временной когерентностям [10]. Эти свойства также привели к переносу метода на полихроматические лабораторные источники [13] и его расширению от двумерной (2D) проекционной визуализации до реализации трехмерной (3D) томографии [14]. Кроме того, было показано, что рентгеновские спеклы ближнего поля могут также использоваться в метрологии для характеристики рентгеновской оптики [15].

2. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ РЕНТГЕНОВСКОЙ СПЕКЛ-ВИЗУАЛИЗАЦИИ

Когда исследуемый объект помещается в когерентный или частично когерентный рентгеновский пучок, спекл-структура создается в ближней области рентгеновского излучения ($z \leq 2\pi\xi d/\lambda$, где λ – длина волны, ξ – длина когерентности, d – средний размер рассеивающих частиц фазового диффузора), при этом размер спекла не зависит ни от расстояния до диффузора, ни от энергии рентгеновского излучения [16]. Это свойство позволяет использовать спеклы в качестве маркеров модуляции волнового фронта. В результате этого свойства легко реконструировать структурные особенности, присутствующие в образце, регистрируя два рисунка спеклов, созданных диффузором в одном и том же положении. Один рисунок спеклов, называемый “эталонным изображением”, содержит только информацию о диффузоре, в то время как другой рисунок спеклов, называемый “изображением образца”, содержит информацию как о диффузоре, так и об образце.

Спекл – это сумма массовых случайных независимо фазированных аддитивных сложных компонентов, которые имеют случайные амплитуды и фазы. Как правило, он возникает из-за диффузного рассеяния на шероховатой поверхности, например куске наждачной бумаги. Когда в ближней зоне одно зерно диффузора освещается когерентным пучком, генерируется концентрическая интерференционная картина полос, вызванная интерференцией между волной, рассеянной этим зерном, и прошедшей волной (рис. 1а). Основываясь на этой модели, спекл-картину можно рассматривать как суперпозицию многих интерференционных полос, возникающих из-за рассеяния на многих зернах диффузора (рис. 1в) [17].

Рис. 1. Формирование спеклов на основе суммирования интенсивностей многих интерференционных голографических картин.

Базовая установка для эксперимента по спекл-визуализации показана на рис. 2а. Рентгеновский пучок падает на диффузор 1, например на кусок наждачной бумаги, создавая случайную эталонную спекл-структуру в плоскости детектора. Заметим, что диффузор может быть расположен до или после образца в зависимости от условий эксперимента. Когда образец 2 вводится в пучок, спекл-картина модулируется присутствием образца и созданная интерференционная картина регистрируется детектором. Ее модуляция проявляется тремя способами, как показано на рис. 2б: спеклы смещаются в горизонтальном направлении x и вертикальном направлении y на вектор $\mathbf{u} = (u_x, u_y)$ из-за рефракции в образце; средняя интенсивность изменяется за счет поглощения, а видность картины, т. е. амплитуда после учета поглощения, снижается из-за малоуглового рассеяния рентгеновских лучей (МУРР) [10].

Рис. 2. а – Схема эксперимента по рентгеновской спекл-визуализации... **б** – Линейный график эталонной ... и соответствующей спекл-структуры ...

Из этих эффектов угол преломления $\alpha = (\alpha_x, \alpha_y)$, который связан с дифференциальным фазовым сдвигом, пропускание T (или абсорбция $A = 1 - T$) и темнопольный сигнал D могут быть восстановлены количественно. Реконструкция выполняется попиксельно в реальном пространстве с использованием различных методов анализа [10] (см. разд. 3).

Смещение \mathbf{u} напрямую связано с углом рефракции $\alpha = (\alpha_x, \alpha_y)$ посредством простой геометрии. Угол рефракции напрямую связан с дифференциальным фазовым сдвигом ($\partial\Phi/\partial x$, $\partial\Phi/\partial y$):

$$\partial\Phi/\partial x = (2\pi/\lambda) \alpha_x, \quad \partial\Phi/\partial y = (2\pi/\lambda) \alpha_y, \quad (1)$$

где λ – длина волны рентгеновского излучения. Информация от дифференциальных фазовых сигналов в двух ортогональных направлениях затем может быть объединена посредством интегрирования для получения фазового сдвига Φ волнового фронта [18].

С помощью этой экспериментальной установки из собранных данных можно получить еще два изображения:

– изображение пропускания T , заданное как отношение между измеренными локальными интенсивностями на картине с образцом в пучке РЛ и на эталонной интерференционной картине, оно является эквивалентом традиционного изображения поглощения,

– сигнал темного поля D , полученный как отношение между видностью спеклов на картинах с образцом и без образца в пучке, он измеряет локальное уменьшение амплитуды спекл-картины [19].

Видность или контрастность спекл-структуры определяется как отношение между стандартным отклонением σ_I и средним значением интенсивности спекл-структуры, \bar{I} , рассчитанным в области интереса: $\nu = \sigma_I/\bar{I}$ [13, 19].

Критериями, определяющими хороший объект генератора спеклов, являются видность спеклов с минимальным контрастом 0.1 на изображениях и их размер. Меньший размер спекла может обеспечить визуализацию с более высоким разрешением [20, 21].

Как правило, желательны четко очерченные мелкие спеклы с хорошим контрастным градиентом [22], которые можно легко разрешить и которые покрывают несколько пикселей в плоскости детектора. Как и при любой цифровой обработке сигналов, следует избегать наложения спеклов, абсолютный минимальный размер спекла составляет два пикселя. Это следует из теоремы Котельникова о дискретизации [23].

Мнение, что размер спеклов, генерируемых диффузором в ближней зоне, связан с особенностями зерна диффузора, высказали Кон и др. [24]. Как правило, в качестве диффузоров используются имеющиеся в продаже наждачные бумаги, состоящие из мелких зерен карбида кремния, или мембраны биологических фильтров с порами. Они доступны с

разными размерами зерен и с разными размерами пор, соответственно, что позволяет контролировать размер спеклов и их видность [25]. Другие материалы, содержащие мелкие рассеивающие элементы, такие как мелкоизмельченный песок, стекло и т.п. и даже простой картон также могут использоваться в качестве диффузоров.

Рентгеновская визуализация на основе спеклов требует, чтобы спекл-структура была непосредственно разрешена детекторной системой. Поскольку желательно получить высокое разрешение в большом поле зрения, использование преобразования РЛ в видимый свет и последующее его отображение на пикселизованном детекторе позволяют получить доступ к меньшим эффективным размерам пикселей благодаря использованию увеличительной оптики и датчиков с малыми пикселями, предназначенных для обнаружения видимого света [26, 27]. Например, в работе [28] описан детектор, состоящий из камеры pco.edge 5.5 sCMOS (PCO AG, Кельхайм, Германия) с 2560×2160 пикселями, соединенной с оптической системой с увеличением $\times 10$ в сочетании со сцинтилляционным экраном толщиной 10 мкм из легированного европием галлий-гадолиниевого граната (GGG:Eu), обеспечивший эффективный размер пикселя $p_{eff} = 0.65$ мкм.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕАЛИЗАЦИИ

Для рентгеновской спекл-визуализации разработано несколько режимов, позволяющих количественно оценить модуляции интерференционной картины [9, 10]. Наиболее подходящий режим для конкретного применения зависит от желаемой скорости получения данных, пространственного разрешения и чувствительности сигнала к структурным особенностям образца. Эти режимы можно разделить на две основные группы: явное отслеживание, основанное на наблюдении за локальными смещениями спеклов посредством минимизации ошибок или кросс-корреляции, и неявное отслеживание, основанное на решении обратной задачи, определяемой уравнением переноса интенсивности в каждом пикселе. Недавно появившаяся третья группа включает методы с использованием искусственного интеллекта.

3.1. Режим явного отслеживания спеклов

3.1.1. Режим спекл-трекинга (XST). Первые реализации визуализации на основе рентгеновских спеклов были продемонстрированы в однократном режиме, так называемом рентгеновском спекл-трекинге (X-ray speckle-tracking, XST), для которого требуются только одно эталонное изображение с диффузором и одно изображение с диффузором и образцом в пучке [7, 29].

В реализации XST локальное смещение рисунка анализируется с использованием оконной нулевой нормализованной кросс-корреляции [30] в реальном пространстве [6, 7, 29]. Это означает, что сигнал рефракции в каждом пикселе изображения реконструируется путем выбора окна анализа вокруг этого пикселя и выполнения нормализованной кросс-корреляции между эталонным окном и окном, соответствующим образцу. Коэффициент кросс-корреляции γ между этими окнами определяется следующим образом [29]:

$$\gamma = \frac{\sum_i \sum_j \{ [I_r(x_i, y_j) - \bar{I}_r][I_s(x_i+u_x, y_i+u_y) - \bar{I}_s] / \Delta I_r \Delta I_s \}}{\sqrt{\sum_i \sum_j \{ [I_r(x_i, y_j) - \bar{I}_r]^2 + [I_s(x_i+u_x, y_i+u_y) - \bar{I}_s]^2 \}}}. \quad (2)$$

Здесь $I_r(x_i, y_j)$ описывает значение в подмножестве пикселей эталонного спекл-рисунка с центром в точке (x_0, y_0) , а $I_s(x_i+u_x, y_i+u_y)$ – значение в соответствующем подмножестве спекл-рисунка образца с центром в точке (x_0+u_x, y_0+u_y) , (u_x, u_y) – локальное смещение спекл-структуры в двух ортогональных направлениях. Суммы вычисляются по всем пикселям в окне анализа размером $2M+1$ (M – наибольшее смещение в пиксельных единицах, которое следует учитывать); \bar{I}_s и \bar{I}_r – средние значения, а ΔI_s и ΔI_r – стандартные отклонения для образца и эталонного изображения в окне. Местоположение пика кросс-корреляции γ^{max} соответствует локальному смещению (u_x, u_y) спекл-структуры в двух ортогональных направлениях [10].

Сигнал локального смещения (u_x, u_y) может быть преобразован в сигнал угла рефракции (α_x, α_y) с помощью геометрических соображений (в малоугловом приближении):

$$\alpha_x = u_x p_{eff} / \Delta, \quad \alpha_y = u_y p_{eff} / \Delta, \quad (3)$$

где p_{eff} – эффективный размер пикселя в плоскости детектора, а Δ – расстояние распространения (расстояние распространения Δ соответствует расстоянию между образцом и детектором, когда диффузор расположен перед образцом, но расстоянию между диффузором и детектором, если диффузор расположен за образцом). Углы отклонения (α_x, α_y) связаны с фазовым градиентом формулами (1).

Сигнал передачи может быть рассчитан из отношения средних интенсивностей в образце и эталонном окне:

$$T = \bar{I}_s / \bar{I}_r. \quad (4)$$

Изображение темного поля обычно получают как отношение видности образца и эталона, которое может быть определено для каждого пикселя как отношение стандартного отклонения и среднего значения интенсивности в соответствующих окнах анализа образца и эталона [6]:

$$D = (\Delta I_s / \bar{I}_s) / (\Delta I_r / \bar{I}_r) = (1/T) (\Delta I_s / \Delta I_r). \quad (5)$$

Также был предложен другой подход к реконструкции изображений данных XST [31]. Идея основана на физической модели спекл-интерференции в плоскости детектора, учитывающей модуляцию картины присутствием образца. Для определенного пикселя (x, y)

интерференционная картина образца I_s может быть описана в терминах эталонной интерференционной картины I_r , но модулированной свойствами образца [10]:

$$I_s(x, y) = T(x, y)[\bar{I}_r + D(x, y)(I_r(x + u_x, y + u_y) - \bar{I}_r)]. \quad (6)$$

Здесь \bar{I}_r – средняя интенсивность эталонной картины, а $T(x, y)$ – локальное пропускание через образец, которое уменьшает интенсивность спекл-рисунка. Амплитуда $(I_r(x + u_x, y + u_y) - \bar{I}_r)$ эталонной картины уменьшается на коэффициент $D(x, y)$, соответствующий локальному сигналу темного поля.

Рефракция в образце учитывается величинами u_x , u_y , описывающими смещение интерференционной картины в горизонтальном и вертикальном направлениях соответственно. Для реконструкции изображения можно использовать алгоритм максимального правдоподобия [32, 33] или процедуру минимизации уравнения (6) методом наименьших квадратов, которая ведется попиксельно с использованием суммы по пикселям в окне анализа w вокруг центрального пикселя [10, 31]:

$$L = \sum_i \sum_j w(x_i, y_j) \{I_s(x_i, y_j) - T(x_i, y_j)[\bar{I}_r + D(x_i, y_j)(I_r(x_i + u_x, y_j + u_y) - \bar{I}_r)]\}^2. \quad (7)$$

Суммирование проходит по всем пикселям в окне анализа размером $2M + 1$. Минимизация функции L дает сигнал затухания T , дифференциальный фазовый контраст (из u_x , u_y) и сигнал темного поля D [31]. Размер окна анализа w должен быть больше среднего размера спекла для достижения хорошего результата реконструкции.

Основным преимуществом реализации XST является быстрое получение изображений, что делает ее пригодной для динамической визуализации и исследований *in vivo*. Было показано, что успешная реконструкция может быть получена из одного изображения с экспозицией менее секунды на синхротронном источнике [25].

Основным недостатком однократного подхода является ограниченное пространственное разрешение, определяемое размером окна анализа, который должно быть больше, чем размер спекла. Конечным пределом разрешающей способности этого режима работы является размер спекла [10].

3.1.2. Режимы сканирования рентгеновских спеклов (XSS). Режим спекл-сканирования (X-ray Speckle-Scanning Modes, XSS) больше подходит для приложений, где высокое разрешение важнее скорости получения изображения. Режим спекл-сканирования был продемонстрирован двумя экспериментальными способами [34]: двумерным и одномерным сканированиями (2D XSS и 1D XSS соответственно). Этот метод требует, чтобы спекл-структура в процессе эксперимента смещалась на известный постоянный шаг. Однако в отличие от подхода XST, где несколько пикселей в окне анализа способствуют восстановлению сигнала одного пикселя, пошаговый режим позволяет проводить

попиксельный анализ. Это обеспечивает гораздо более высокое разрешение (вплоть до размера пикселя), что является основным преимуществом метода XSS.

Получение трех сигналов изображения – пропускания, преломления и темного поля – проводится аналогично случаю с одним снимком, но с аналитическими массивами, построенными из сигналов при различных положениях диффузора, а не из различных пикселей окна анализа. Смещение (u_x, u_y) картины спекла между эталонным массивом и массивом образца теперь задается в единицах шага диффузора и может быть преобразовано в сигнал угла рефракции в горизонтальном (x) и вертикальном (y) направлениях по отдельности [10]:

$$\alpha_x = u_x s / \Delta, \quad \alpha_y = u_y s / \Delta, \quad (8)$$

где s – размер шага диффузора (точнее, s – размер шага диффузора в плоскости образца в случае, когда образец расположен за диффузором, но размер шага в плоскости диффузора в случае, когда образец расположен перед диффузором), Δ – расстояние распространения.

Чувствительность измерения угла преломления критически зависит от размера шага диффузора, обычно выбираются небольшие шаги в диапазоне размера пикселя или меньше. Как правило, диффузор сканируется на сетке из нескольких десятков шагов в каждом направлении, что в сумме дает сотни кадров для реконструкции одного изображения, что делает этот подход непригодным для быстрой визуализации. Кроме того, из-за малых регулярных размеров шага XSS требует дорогостоящих высокоточных сканирующих каскадов, которые должны быть тщательно выровнены по направлению пучка РЛ для обеспечения одинакового размера шага в обоих направлениях.

Этот метод был упрощен за счет использования только одного единственного одномерного сканирования для получения двумерной рефракционной информации [13]. В режиме 1D XSS диффузор ступенчато перемещается только в одном направлении – горизонтально или вертикально – с эквидистантными шагами, которые намного меньше, чем средний размер спекла, и порядка размера пикселя. Это делается как с образцом в пучке, так и без него. Для каждого пикселя, подлежащего реконструкции, получают сигнал на каждом шаге диффузора в направлении сканирования и берут одномерное окно из нескольких пикселей в другом направлении, получая двумерный массив на каждый пиксель. Затем выполняется кросс-корреляция между массивом образца и эталонным массивом.

Таким образом, подход 1D XSS можно рассматривать как гибрид между 2D XSS и XST. Восстановление сигналов прохождения и темного поля выполняется так же, как и в программах 2D-реализации XSS и XST путем рассмотрения локальных изменений средней интенсивности и видности в пределах массивов анализа для каждого пикселя. Расположение пика кросс-корреляции дает смещение (u_x, u_y) картины спеклов в двух направлениях [35].

Максимум коэффициента кросс-корреляции можно точно определить с помощью алгоритма регистрации субпикселей [36].

Но при этом две оси массива анализа не совпадают, и смещение дается в единицах шагов диффузора в направлении сканирования и в единицах эффективного размера пикселя в ортогональном направлении. При горизонтальном сканировании преобразование измеренного смещения в сигнал угла преломления задается следующим образом [10]:

$$\alpha_x = u_{xs} / \Delta, \quad \alpha_y = u_{y p_{eff}} / \Delta. \quad (9)$$

Подход 1D XSS позволяет получить изображение значительно быстрее, чем подход 2D XSS. Тем не менее по-прежнему для успешной реконструкции изображения необходимо получить несколько десятков кадров.

Чем больше шагов, тем меньше необходимое количество пикселей в ортогональном направлении, и наоборот. Это делает подход 1D XSS более гибким, чем 2D XSS, при этом обеспечивается лучшее пространственное разрешение по сравнению с XST. С другой стороны, пространственное разрешение снижается по сравнению с 2D XSS, так как несколько окружающих пикселей вносят вклад в реконструкцию сигнала в одном пикселе. Кроме того, чувствительность реконструированных изображений не одинакова в двух ортогональных направлениях [34]. Чувствительность обычно снижается вдоль несканируемого направления, так как она зависит от эффективного размера пикселя, но не от размера шага, как для направления сканирования. В работе [13] сканированием абразивной бумаги по вертикали с шагом 1.8 мкм было получено 60 изображений с образцом в пучке и без образца. Рентгеновская камера, используемая для записи спекл-изображений, была основана на детекторе PCO 4000 CCD и сцинтилляторе YAG, легированном Се. Десятикратный объектив микроскопа обеспечил эффективный размер пикселя 1.8 мкм × 1.8 мкм. Поскольку эффективное поле зрения рентгеновской камеры составляет всего 3 мм (по горизонтали) × 1.5 мм (по вертикали), было собрано 15 изображений для каждой позиции диффузора путем вертикального перемещения образца (группы Эндлера). Затем были извлечены изображения поглощения, темного поля, а также горизонтальные и вертикальные дифференциальные фазовые изображения (рис. 3) с помощью попиксельного анализа с использованием алгоритма кросс-корреляции для каждой позиции диффузора.

Рис. 3. Поглощение (а), темнопольное изображение (б), вертикальный (в) и горизонтальный (г) дифференциальные фазовые градиенты...

Как показано на рис. 3, горизонтально расположенные кости рыбы отчетливо видны на изображении с вертикальным градиентом волнового фронта (рис. 3в), тогда как на горизонтальном градиенте (рис. 3г) они едва заметны.

Метод 1D XSS может быть использован эффективно в случаях с предпочтительным направлением интереса, для которого сигналы образца в другом направлении не имеют решающего значения [10].

3.1.3. Отслеживание рентгеновских спекл-векторов (XSVT). Были предприняты усилия по разработке экспериментальных реализаций, обеспечивающих компромисс между преимуществами и недостатками двух классических режимов XST и XSS. Для этой цели был предложен метод рентгеновского векторного спекл-трекинга (X-ray speckle vector tracking, XSVT) [35]. Метод XSVT улучшает латеральное разрешение XST до пикселя, а также улучшает его угловое разрешение [35, 37].

В отличие от режима XSS, в случае метода XSVT положение диффузора может быть выбрано случайным образом, а размер шага должен быть значительно больше размера спекла. Это позволяет использовать менее точные и менее времязатратные ступенчатые перемещения диффузора. Однако они по-прежнему должны быть точными и воспроизводимыми, чтобы гарантировать, что изображения с образцом и без образца в пучке получаются в одних и тех же положениях диффузора. Количество необходимых шагов намного меньше, чем в случае XSS, что позволяет сократить время сканирования.

XSVT состоит из получения P пар изображений (образец/эталон), каждая пара находится в разных (случайно выбранных) поперечных положениях p диффузора. Собранные изображения организованы в трехмерные стеки, где индекс в третьем измерении соответствует p -му положению диффузора. Вектор создается из изображений образцов путем считывания значений интенсивности в заданном пикселе (x_i, y_j) вдоль измерения P , что приводит к возникновению одномерного сигнала $I_s(x_i, y_j, p)$. Следуя той же процедуре, затем генерируется набор 1D-векторов из опорных изображений путем считывания значений интенсивности $I_r(x_i + \delta_x, y_j + \delta_y, p)$ вдоль P ; (δ_x, δ_y) – вектор трансляции в интервале поиска W , как и в XST; 1D-вектор $I_s(x_i, y_j, p)$ коррелирует с каждым 1D-вектором $I_r(x_i + \delta_x, y_j + \delta_y, p)$, тем самым создавая 2D-матрицу коэффициентов корреляции. Поперечное смещение $D_{\perp}(x_i, y_j)$ вектора спеклов (рис. 4) извлекается из координаты (δ_x, δ_y) , при которой двумерная карта коэффициентов кросс-корреляции достигает своего максимума [9, 39]:

$$D_{\perp}(x_i, y_j) = \operatorname{argmax}_{\delta_x, \delta_y} \sum_{p=1}^P S(x_i, y_j, p) R(x_i + \delta_x, y_j + \delta_y, p). \quad (10)$$

Здесь $S = (I_s - \bar{I}_s)/\sigma_{I_s}$, $R = (I_r - \bar{I}_r)/\sigma_{I_r}$, \bar{I} представляет среднее значение вдоль направления P , σ – стандартное отклонение. Субпиксельные обработки, описанные в работе [40], также применимы к вычислению поперечного смещения $D_{\perp}(x_i, y_j)$, полученного с помощью уравнения (10). Очевидно, что метод XSVT выигрывает за счет большого числа пар

изображений P , однако он увеличивает дозу облучения, которой подвергается образец, а также вычислительные затраты при расчете уравнения (10).

Рис. 4. Экспериментальная установка для получения изображений с фазовым контрастом

В гибридном подходе XSS-XSVT [41] рассматривается тот же набор данных, что и для классического эксперимента XSVT. Вместо вычисления корреляции между одномерными векторами рассматривается небольшое окно w вокруг пикселя (x_i, y_j) , как в анализе XST: получается трехмерный вектор $I_s(x, y, p)$, $(x, y) \in w$. Этот трехмерный вектор коррелирует с набором трехмерных векторов $I_r(x_i + \delta_x, y_j + \delta_y, p)$, (δ_x, δ_y) – вектор трансляции в интервале поиска W , как в XST и XSVT. В этом случае уравнение (10) принимает следующий вид [9, 42]:

$$D_{\perp}(x_i, y_j) = \operatorname{argmax}_{p=1}^P \iint S(x_i, y_j, p) R(x_i + \delta_x, y_j + \delta_y, p) dx dy. \quad (11)$$

Окно w обычно намного меньше интервала W по вычислительным причинам. Та же самая постобработка, которая применяется к XSVT, может быть применена к поперечному смещению (уравнение (11)). Этот метод был впервые представлен в работе [37] как способ сокращения количества экспозиций P , при этом он сохраняет высокую угловую чувствительность при небольшом снижении латерального разрешения [43]. Метод подходит для случаев, когда оправдан компромисс между уменьшенными экспозициями и увеличенными вычислительными требованиями [9].

В работе [39] был представлен метод отслеживания спекл-векторов на основе вейвлет-преобразования (Wavelet-transform-based speckle vector tracking, WSVT) для повышения не только эффективности анализа данных и измерений, но и устойчивости к шуму. Вейвлет-преобразование [44, 45] основано на проецировании сигнала на набор ортонормированных базисных функций, называемых вейвлетами.

Устойчивость WSVT к шуму позволяет проводить измерения в условиях низкого потока, более быстрого сканирования и меньшего количества шагов сканирования без ущерба для качества реконструкции. Метод WSVT имеет большой угловой динамический диапазон, что делает его пригодным для зондирования сильнофокусирующей оптики с высокой чувствительностью. Кроме того, поглощение и сигнал темного поля образца также могут быть получены с помощью того же процесса, что и в других методах визуализации на основе спеклов [39].

3.1.4. Унифицированный модулированный анализ картин (UMPA). Широкое использование XST и XSS для научно значимых приложений было затруднено некоторыми присущими им ограничениями, в частности относительно низким пространственным разрешением для XST, большим временем сканирования и высокими требованиями к этапам

сканирования диффузора для XSS. Для преодоления этих ограничивающих факторов и устранения разрыва между режимами XST и XSS был разработан метод унифицированного анализа модулированных картин (unified analysis of modulated patterns, UMPA) [18, 46], в котором записываются изображения с несколькими случайными положениями n диффузора. Для UMPA уравнение (6) справедливо для каждой интерференционной картины в положении диффузора n . В процессе минимизации по методу наименьших квадратов целевой функции L суммирование теперь выполняется не только по всем пикселям в окне анализа w , но и по всем положениям диффузора n (см. уравнение (7)) [10].

Гибкость подхода UMPA позволяет адаптировать параметры сканирования и реконструкции к конкретным экспериментальным требованиям, либо увеличивая пространственное разрешение с меньшим размером окна, либо сохраняя более короткое время сканирования за счет уменьшения числа шагов за счет разрешения. Размер окна анализа w и число шагов диффузора N можно варьировать. Размер окна устанавливает предел достижимого пространственного разрешения реконструированных изображений [47] и, следовательно, при увеличении w можно наблюдать потерю разрешения. Однако большее значение w также улучшает угловую чувствительность, т. е. чувствительность измерения угла рефракции [47]. При увеличении N при постоянном w пространственное разрешение остается неизменным, а уровень шума уменьшается и появляется меньше артефактов при резких изменениях фазы [18].

Очень информативный обзор числовой реализации UMPA, а также последних разработок дан Де Марко и др. [48].

3.2. Режимы неявного отслеживания спеклов

3.2.1. Метод оптического потока (OF). В 2018 году Паганин и др. [49] предложили применить конечно-разностную версию уравнения переноса интенсивности (the transport-of-intensity equation, TIE) [50], адаптированную к проблеме спекл-визуализации, предполагая, что образец абсолютно прозрачен (идеальный фазовый элемент) и что он искажает поле спеклов при его квазикогерентном освещении [51]:

$$I_r(x, y) - I_s(x, y) \approx \nabla_{\perp} [I_r(x, y) D_{\perp}(x, y)], \quad (12)$$

где ∇_{\perp} обозначает оператор градиента в плоскости (x, y) , а $D_{\perp}(x, y) = (D_x(x, y), D_y(x, y))$ – это поле смещения, которое искажает каждую особенность в опорном изображении $I_r(x, y)$ в соответствующую особенность в изображении $I_s(x, y)$, взятом в присутствии образца. Простой способ решить уравнение (12) и извлечь латеральные смещения $D_{\perp}(x, y)$ – использовать прямое и обратное преобразования Фурье (\mathcal{F} и \mathcal{F}^{-1}) следующим образом:

$$D_{\perp}(x, y) = (i / I_r(x, y)) \mathcal{F}^{-1} \{ (\kappa_x, \kappa_y) \mathcal{F} \{ I_s(x, y) - I_r(x, y) \} / (\kappa_x^2 + \kappa_y^2) \}, \quad (13)$$

где i – мнимая единица, а (κ_x, κ_y) – координаты в пространстве Фурье. После этого уравнение (13) используется для извлечения фазовых градиентов.

Для метода требуется всего два быстрых преобразования Фурье (БПФ) [52] на проекцию, чтобы реконструировать поле смещения $D_{\perp}(x, y)$ через уравнение (13).

Решение уравнения ТИЕ при предположениях, приводящих к уравнению (13), т.е. использование метода оптического потока (optical flow, OF) [53, 54], имеет два основных преимущества:

1) численное решение уравнения (13) очень быстрое и вычислительно эффективное – необходимы только два БПФ;

2) требуется только одна пара образец/эталон, что делает OF очень эффективным, снижающим дозу облучения.

Метод неявно отслеживает спеклы и поэтому потенциально имеет дополнительное преимущество более высокого пространственного разрешения по сравнению с методами, которые явно отслеживают спеклы, используя, например, окна корреляции по крайней мере в несколько пикселей в ширину и высоту. Причина этого, возможно, более высокого пространственного разрешения заключается в том, что при неявном отслеживании спеклов изображение не нужно делить на окна корреляции.

Скорость, простота и широта применимости являются привлекательными характеристиками метода отслеживания спеклов, основанного на концепции оптического потока. Поскольку эталонное изображение $I_r(x, y)$ необходимо измерить только один раз, метод можно легко применить к динамическим данным, где изображение $I_s(x, y, t)$ в присутствии образца является функцией времени t [49].

Однако этот метод предполагает наличие непоглощающего образца, что редко бывает, например, в случае медицинских образцов с плотными структурами. Поглощение, обусловленное образцом, можно частично оценить и скорректировать путем размывания $I_s(x, y)$ и $I_r(x, y)$, чтобы уменьшить модуляцию спеклов, а также путем вычисления отношения полученных изображений. Недостатком метода OF является то, что уравнение (13) приближается к сингулярности при $\kappa_x^2 + \kappa_y^2 \rightarrow 0$. Этот недостаток можно устранить, применяя гауссовский фильтр верхних частот сигнала [42].

Метод SMOST (Single Material Object Speckle Tracking) был задуман для расширения алгоритма OF на мономорфные поглощающие образцы [55, 56]. Он начинается с преобразования уравнения (12):

$$I_s(x, y)I_r(x, y) \approx I_{ob}(x, y) - (z/k) \nabla_{\perp} [I_{ob}(x, y) \nabla_{\perp} \phi_{ob}(x, y)], \quad (14)$$

где $I_{ob}(x, y)$ и $\phi_{ob}(x, y)$ – интенсивность прошедшего пучка и фаза образца, z – расстояние от образца до детектора, k – волновое число рентгеновского излучения. Этот образец имеет проецируемую толщину вдоль оптической оси, заданную как $\Delta_z(x, y)$, и состоит из материала с комплексным показателем преломления $n = 1 - \delta + i\beta$ (δ и β обозначают декремент показателя преломления и мнимую (поглощающую) часть показателя преломления, соответственно). Если образец хорошо аппроксимируется тонким объектом из одного материала, то он вызывает сдвиг фазы $\phi_{obj}(x, y) = -k\delta\Delta_z(x, y)$, а интенсивность прошедшего пучка $I_{obj}(x, y) = \exp[-2k\beta\Delta_z(x, y)]$. Подстановка этих двух выражений в уравнение (14) приводит к формуле

$$I_s(x, y)/I_r(x, y) \approx [1 - (z\delta/2k\beta)\nabla_{\perp}^2] \exp[-2k\beta\Delta_z(x, y)]. \quad (15)$$

Уравнение (15) можно решить относительно $\Delta_z(x, y)$ следующим образом:

$$\Delta_z(x, y) = - (1/\mu) \ln(\mathfrak{F}^{-1}\{\mathfrak{F}\{I_s(x, y)/I_r(x, y)\}/[1 + z(\delta/\mu)(\kappa_x^2 + \kappa_y^2)]\}), \quad (16)$$

где $\mu = 2k\beta$. В отличие от предыдущих методов, которые извлекают поперечное смещение $D_{\perp}(x, y)$, SMOST извлекает непосредственно толщину образца в проекционном приближении $\Delta_z(x, y)$, которое линейно пропорционально фазовому сдвигу $\phi(x, y)$ для фиксированной энергии [9].

3.2.2. Метод мультимодального внутреннего отслеживания спеклов (MIST). Павлов и др. [57, 58] разработали неявный метод мультимодального внутреннего отслеживания спеклов (multimodal intrinsic speckle tracking, MIST), который сочетает в себе описание параксиальной рентгеновской оптики по Фоккеру-Планку [59] с формализмом OF для отслеживания рентгеновских спеклов [49].

Следуя Павлову и др. [57] и Паганину и Моргану [59, 60], можно использовать уравнение Фоккера–Планка для спекл-визуализации, которое моделирует когерентный поток и диффузионный поток для фазового объекта, описываемого его фазовым сдвигом $\phi(x, y)$ и эффективным скалярным коэффициентом диффузии D_{eff} :

$$I_r(x, y) - I_s(x, y) = (\Delta/k)\nabla_{\perp}[I_r(x, y)\nabla_{\perp}\phi(x, y)] - \Delta\nabla_{\perp}^2[D_{eff}(x, y; \Delta)I_r(x, y)]. \quad (17)$$

Здесь Δ – расстояние от образца (или диффузора, рис. 4) до детектора.

Из-за предположения, что зависящий от положения диффузора эффективный коэффициент $D_{eff}(x, y; \Delta)$ является медленно меняющейся функцией поперечных координат, можно упростить уравнение (17) следующим образом:

$$I_r(x, y) - I_s(x, y) = (\Delta/k) I_r(x, y)\nabla_{\perp}^2\phi(x, y) - \Delta D_{eff}(x, y; \Delta)\nabla_{\perp}^2 I_r(x, y), \quad (18)$$

где также использовалось приближение [55]

$$\nabla_{\perp} I_r(x, y) \cdot \nabla_{\perp} \phi(x, y) \approx 0. \quad (19)$$

Уравнение (18) содержит две неизвестные функции, а именно $\nabla_{\perp}^2 \varphi(x, y)$ и $D_{eff}(x, y; \Delta)$, которые можно восстановить с использованием измеренных данных интенсивности, соответствующих двум различным поперечным положениям маски [57].

Уравнение Фоккера–Планка для поглощающего образца примет вид [61]

$$I_s(x, y) = I_r(x, y)T(x, y) - (\Delta/k) \nabla_{\perp} [I_r(x, y)T(x, y) \nabla_{\perp} \varphi(x, y)] + \Delta^2 \nabla_{\perp}^2 [D(x, y) I_r(x, y)T(x, y)], \quad (20)$$

где T обозначает поглощение образцом, которое равно единице, когда нет ослабления рентгеновского излучения, и нулю, когда рентгеновский луч полностью поглощен.

Изображение темного поля предоставляет информацию, связанную с рассеянием под малым углом, и дает ценную дополнительную информацию к сигналам абсорбции и контраста [62]. Сигнал темного поля показал направленную чувствительность по отношению к микроструктуре образца [63]. Это демонстрирует потенциальную важность способности выявлять ориентацию анизотропных тонких структур, которые могут, например, быть затронуты заболеваниями в биологических образцах или механическим напряжением в промышленных материалах [64–66].

Ван и др. [67] представили технику, которую они назвали всенаправленной темнопольной визуализацией, при которой диффузор сканируется по спиральной схеме. Это также дает представление о направленном рассеянии в образце, однако направленное темное поле измеряется путем анализа спекл-рисунка вдоль дискретного числа углов, что может ограничивать угловую чувствительность метода. Авторы работ [68, 69] продемонстрировали возможность использования метода UMPA для извлечения направленного сигнала МУРР.

Метод MIST очень легко распространить на более общий случай направленного темного поля. Для этого скалярный безразмерный коэффициент диффузии $D(x, y)$ можно заменить тензором диффузии второго ранга. Это позволяет записать обобщение уравнения (17) для направленного темнопольного поля, а именно, следующее анизотропно-диффузионное прямолинейное конечно-разностное уравнение Фоккера–Планка для отслеживания спеклов [58]:

$$I_s/I_r = [1 - \gamma(\Delta/2k) \nabla_{\perp}^2] I_{ob}(x, y) + \Delta D_{eff}^{(xx)}(x, y; \Delta) [(I_{ob}(x, y)/I_r(x, y)) \partial^2/\partial x^2 I_r(x, y) + \partial^2/\partial x^2 I_{ob}(x, y)] + \Delta D_{eff}^{(yy)}(x, y; \Delta) [(I_{ob}(x, y)/I_r(x, y)) \partial^2/\partial y^2 I_r(x, y) + \partial^2/\partial y^2 I_{ob}(x, y)] + \Delta D_{eff}^{(xy)}(x, y; \Delta) [(I_{ob}(x, y)/I_r(x, y)) \partial^2/\partial xy I_r(x, y) + \partial^2/\partial xy I_{ob}(x, y)], \quad (21)$$

где $\gamma = \delta/\beta$.

На рис. 5 представлены восстановленные фазовая карта (рис. 5а) и три компоненты тензора темного поля, т.е. $D_{eff}^{(yy)}$ (рис. 5б), $D_{eff}^{(xx)}$ (рис. 5в) и $D_{eff}^{(xy)}$ (рис. 5г) колени мыши в

боковой проекции. Для лучшей статистики и менее зашумленных результатов изображения темного поля были вычислены с использованием более чем четырех пар (I_s , I_r), необходимых для решения системы (21).

Рис. 5. Результаты визуализации направленного темного поля неявного рентгеновского спекл-трекинга колени мыши...

Три изображения темного поля (см. рис. 5б–г) показывают разные сигналы и сильно отличаются от фазового изображения (рис. 5а). Края костей, по-видимому, создают сильный сигнал темного поля, за исключением бедренного сухожилия (обозначенного стрелкой 1), которое видно на рис. 5в. Интересно, что мениски (обозначенные стрелками 2), по-видимому, не создают сильных сигналов темного поля, хотя они четко видны на фазовом изображении. Это связано, вероятно, с тем, что мениски в основном состоят из кальцинированного твердого хряща, в то время как кортикальная кость состоит из кристаллов гидроксиапатита, расположенных так, чтобы сформировать пористую микроструктуру. Это может представлять большой интерес для исследований остеоартрита, поскольку утолщение кальцинированного хряща, по-видимому, является одним из первых признаков этого заболевания.

3.3. Использование искусственного интеллекта

Однако вычислительная эффективность текущих методов спекл-визуализации, основанных на цифровой корреляции изображений или на оптимизации, является основным препятствием для их применения в измерениях *in situ* и *in operando*, где анализ в реальном времени имеет решающее значение. Обработка данных с использованием текущих методов анализа на основе корреляции может занять несколько минут, даже при использовании высокоэффективных вычислительных ресурсов. Кроме того, с появлением синхротронных установок следующего поколения ожидается, что объем экспериментальных данных увеличится на много порядков, и сбор данных значительно ускорится. Поэтому высокоскоростная обработка изображений имеет важное значение, и она откроет много новых возможностей, таких как мультиконтрастная визуализация *in situ* и зондирование, и управление волновым фронтом в реальном времени.

Потенциал нейронных сетей [70] и моделей глубокого обучения [71] широко используется в разных областях физики. Глубокое обучение представляет собой несколько скрытых слоев искусственных нейронных сетей. Методология глубокого обучения применяет нелинейные преобразования и модельные абстракции высокого уровня на больших базах данных. В последнее время машинное обучение и интеллектуальный анализ данных попали в центр внимания и стали наиболее популярными темами среди исследовательского сообщества. Искусственный интеллект с глубоким обучением сам находит алгоритм решения

исходной задачи, учится на своих ошибках и после каждой итерации обучения дает более точный результат. Совокупность этих областей исследования открывает множество возможностей характеристики баз данных [72].

Авторы работы [73] предложили новый алгоритм фазово-контрастной спекл-визуализации на основе нейронной сети (speckle-based phase-contrast imaging neural network, SPINNet) для метода XST. SPINNet превосходит традиционный анализ XST с точки зрения качества изображения и, что более важно, скорости вычислений. Было продемонстрировано улучшение скорости более чем на два порядка по сравнению с анализом на основе цифровой корреляции, что позволяет проводить измерения в реальном времени и *in situ* для спекл-визуализации. Кроме того, скорость реконструкции SPINNet может быть улучшена за счет небольшого снижения пространственного разрешения и качества изображения.

В работе [74] глубокое обучение с условными генеративно-сопоставительными сетями (deep learning with conditional generative adversarial nets, CGAN) применялось для генерации целевого изображения линейного фазового контраста из входных данных спекл-изображения, записанного в плоскости детектора. Хотя сверточная нейронная сеть (convolutional neural network, CNN) [75] широко используется в глубоком обучении, обычно требуется ручная настройка функции потерь. Напротив, CGAN автоматически изучает функцию потерь, адаптированную к данным.

Также новый алгоритм отслеживания спеклов на основе CNN (CNN-based Analysis for Displacement Estimation, CADE) был представлен в работе [76]. Поскольку предполагаемое применение этого алгоритма сосредоточено на извлечении субпиксельных смещений, CADE обеспечивает превосходную точность и пространственное разрешение по сравнению, например, с методами кросс-корреляции, превосходную эффективность, значительно сокращает время обработки данных и отличается устойчивостью к шуму.

4. УГЛОВАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ И ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ [10]

Двумя основными критериями оценки качества восстановленных фазово-контрастных изображений являются пространственное разрешение и угловая чувствительность. Пространственное разрешение сильно зависит от экспериментального метода реализации и обработки. Для XST оно определяется размером окна подмножества, выбранного в процессе реконструкции, и в итоге ограничивается размером спекла. Для 2D XSS оно может уменьшиться до эффективного размера пикселя детектора, поскольку выполняется попиксельная реконструкция. Для 1D XSS пространственное разрешение снижается, так как формирование сигнала вдоль оси, ортогональной направлению сканирования, определяется несколькими пикселями. XSVT и смешанные подходы XSS-XSVT также могут обеспечить

разрешение вплоть до размера пикселя. С другой стороны, смешанный XST-XSVT и подходы UMPA показывают более низкое пространственное разрешение, которое определяется размером окна подмножества, взятого вокруг выбранного пикселя. Как правило, размеры окна намного меньше, чем для XST, и, следовательно, с UMPA и XST-XSVT может быть достигнуто более высокое разрешение. Предел разрешения можно количественно определить как удвоенную ширину окна на его полувысоте [47].

Вторым свойством, обычно используемым для оценки качества восстановленных фазово-контрастных изображений, является угловая чувствительность, которая является мерой наименьшего угла рефракции или дифференциального фазового сдвига, который может быть измерен при определенной схеме сбора данных. Чувствительность обычно количественно определяется как стандартное отклонение реконструированного угла рефракции в небольшой области интереса. Что касается пространственного разрешения, то оно также сильно зависит от схемы обработки. Как правило, оно обратно пропорционально расстоянию распространения и зависит, среди прочих факторов, от точности алгоритма реконструкции и фотонного шума. Подробное исследование шума для режима XST, основанное на моделировании и экспериментальной проверке, можно найти в работе [77]. Кроме того, для методов XST, XSVT, смешанного XST-XSVT и UMPA, которые выполняют реконструкцию в плоскости детектора, угловая чувствительность прямо пропорциональна эффективному размеру пикселя p_{eff} . Для подходов, которые работают в плоскости образца (диффузора) (в зависимости от того, установлен диффузор до или после образца, реконструкция выполняется в плоскости образца или диффузора соответственно), таких как 2D XSS и смешанный XSS-XSVT, чувствительность пропорциональна размеру шага диффузора в плоскости образца (диффузора). Это означает, что эти режимы работы могут достичь лучшей чувствительности для данной установки (сообщалось о 100-кратном улучшении чувствительности для 2D XSS по сравнению с XST [37]). Поскольку шаг сканирования диффузора обычно меньше, чем p_{eff} , для анализа 1D XSS может быть достигнута высокая чувствительность, зависящая от размера шага в направлении сканирования, тогда как чувствительность в другом направлении, которое не сканируется, пропорциональна размеру пикселя.

Другими величинами, влияющими на угловую чувствительность, являются число N шагов диффузора для реконструкции изображения и размер окна w . Можно показать, что угловая чувствительность обратно пропорциональна w и $N^{1/2}$ [47]. Это соотношение делает подходы UMPA и XST-XSVT очень привлекательными, поскольку угловой чувствительностью можно управлять, изменяя N и w . Как упоминалось выше, выбор w также определяет пространственное разрешение реконструируемого изображения. Таким образом,

режимы UMPA и XST-XSVT позволяют гибко настраивать разрешение и чувствительность в соответствии с конкретными экспериментальными требованиями. В практической реализации также могут играть роль ограничения времени сканирования и дозы, которые неизбежно возрастают с увеличением N . Выбор N и w в итоге зависит от направленности эксперимента и желаемого результата.

5. ПЕРЕВОД НА ЛАБОРАТОРНЫЕ ИСТОЧНИКИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Относительно низкие требования к временной и пространственной когерентностям рентгеновского пучка [78] делают визуализацию на основе спеклов идеальным кандидатом для применения в лабораторных условиях [10, 38]. Трансляция метода на основе спеклов на лабораторные источники была впервые продемонстрирована с помощью метода XST [31] на жидкометаллическом струйном источнике (Excillum) [79]. Вскоре после этого было сообщено также о реализации метода на том же лабораторном источнике в режиме 2D XSS [80]. В дальнейшем авторы работы [46] представили экспериментальную проверку метода UMPA для высокоразрешающей спекл-визуализации с использованием жидкометаллического струйного микрофокусного рентгеновского источника.

Источник жидкометаллической струи представляет собой лабораторный источник с относительно высоким потоком и малым размером пятна, который имеет полихроматический спектр, в котором доминируют линии излучения галлия, индия и олова жидкого анодного материала [79]. Однако было показано, что также обычные микрофокусные источники с более низким потоком и более широким спектром могут использоваться для получения изображений на основе спеклов [13, 81].

В жидкометаллическом струйном источнике можно использовать меньшие размеры пятна, поскольку жидкий анодный материал значительно ослабляет предел мощности, что позволяет получить более высокий поток при малых размерах пятна. В обычных лабораторных источниках размер пятна часто намного больше и, следовательно, условия поперечной когерентности трудновыполнимы, что затрудняет получение рентгеновских спеклов в ближнем поле. Чтобы решить эту проблему, мы исследовали альтернативный подход, который основан на создании контрастного эталонного рисунка путем использования поглощения небольших случайных структур, например “маски произвольного поглощения”, такой как стальная вата [81]. После первых демонстраций со стальной ватой были также испытаны пористые материалы, такие как алюминивно-медные и магниевые-цинковые сплавы, а также известняк и раствор в качестве масок поглощения [82]. Они потенциально могут быть изготовлены с индивидуальными параметрами, регулируемые для конкретного эксперимента.

Предложенный подход можно применить к большому диапазону лабораторных источников. Он значительно снижает требования к свойствам когерентности источника, но, с другой стороны, также приводит к потере потока. Однако следует помнить, что метод не является спекл-визуализацией в ее первоначальном определении, поскольку эталонный рисунок не является спекл-рисунком, основанным на эффектах интерференции. Было показано, что абсорбционный спекл позволяет использовать высокоэнергетические РЛ, для которых контраст обычного спекл-рисунка в ближнем поле, созданном куском наждачной бумаги, обычно низок [81].

6. РЕНТГЕНОВСКАЯ ТОМОГРАФИЯ НА ОСНОВЕ СПЕКЛОВ

Для многих приложений одних 2D-данных может быть недостаточно, и важно получить количественную 3D-информацию о распределении внутренней плотности в образце. Часто также представляет интерес трехмерное распределение рассеяния, которое может дать дополнительную информацию. Как показано в предыдущих разделах, визуализация на основе спеклов может предоставлять количественные фазово-контрастные сигналы, а также изображения пропускания и темнопольные изображения из одного набора данных. Переход от двумерной проекционной визуализации к трехмерной томографии, как правило, не вызывает затруднений. Проекция с образцом в пучке обычно делается под несколькими сотнями или тысячами различных углов обзора образца от 0 до 180° (или 360°). В зависимости от режима работы изображения получаются в одном или нескольких положениях диффузора. Эталоны без образца не нужно брать для каждой проекции, и в принципе достаточно иметь по одному эталонному изображению в каждой позиции диффузора. Однако, чтобы уменьшить влияние нестабильности пучка, обычно записываются несколько эталонных проекций. Затем для каждой из проекций мультимодальные сигналы изображения восстанавливаются из полученных необработанных данных. Впоследствии алгоритм томографической реконструкции, например фильтрованная обратная проекция [83], применяется для получения фазовой томограммы, томограммы пропускания и темнопольной томограммы [10].

Фазовая томография с использованием спекл-метода была продемонстрирована как на синхротронных источниках, так и в лаборатории. В первом отчете были показаны фазовая и трансмиссионная томограммы артерии человека, полученные в режиме XST [84]. Примерно в то же время был представлен количественный анализ данных спекл-томографии по измерениям XST на жидкометаллическом лабораторном источнике [14]. Кроме того, количественная фазовая и темнопольная томография фантомного образца были успешно продемонстрированы с использованием режима 1D XSS [85].

Кроме того, подход XSVT и смешанный подход XST-XSVT были реализованы в томографическом режиме, и было показано, что комплементарные абсорбционная, фазовая и темнопольная томограммы образцов ягод могут быть успешно восстановлены [37].

XSVT особенно хорошо подходит для выполнения трехмерной мультимодальной компьютерной томографии. Действительно, без каких-либо априорных предположений об образцах для мультимодальной томографии при использовании соответствующей схемы требуется всего несколько изображений на каждую проекцию.

Небольшое количество изображений на проекцию, необходимое для XSVT, составляет главное достоинство метода. Избыточность данных в методике XSVT позволяет повысить угловую чувствительность до 10 нрад. Из этих соображений мы можем заключить, что метод XSVT представляет собой наилучший компромисс по количеству необходимых изображений на проекцию с точки зрения чувствительности и пространственного разрешения. Таким образом, XSVT представляет собой предпочтительный подход для достижения фазово-контрастной томографии с высоким разрешением при экономичном количестве экспозиций образца [37].

В работе [86] авторы демонстрируют быструю фазовую томографию образцов вулканических пород с использованием стальной ваты в качестве случайной маски поглощения для создания маркера волнового фронта на основе эффектов поглощения. В этом исследовании метод 1D XSS использовался в сочетании с томографией сканирования “на лету” для уменьшения времени получения данных. В большинстве экспериментов сканируемый диффузор позиционируется с использованием последовательности “перемещение–установка–измерение”, в которой этапы перемещения и стабилизации могут занять больше времени, чем этап измерения. Время, затрачиваемое на процесс “перемещение–установка”, называемое накладными расходами, не используется для сбора данных, что делает сканирование малоэффективным. Чтобы добиться незначительных накладных расходов на позиционирование при любых обстоятельствах, был разработан метод сканирования “на лету”, в котором диффузор движется с постоянной скоростью, таким образом, время простоя до времени считывания детектора было сокращено [87]. По сравнению со стандартной схемой пошагового сканирования метод сканирования “на лету” повысил эффективность сбора данных в 14 раз. Время сбора данных затем было дополнительно сокращено (в 5–10 раз) за счет оптимизации параметров сканирования. Следовательно, общее время получения одного фазового томографического изображения было сокращено с десятков часов до десятков минут. Таким образом, авторы работы [86] пришли к выводу, что методы сканирования в сочетании со схемой сканирования “на лету” являются перспективными инструментами для обеспечения высокоскоростной рентгеновской спекл-томографии.

Реализация UMPA в томографии была осуществлена авторами работы [88] для обеспечения устойчивости к потенциальной нестабильности настройки, гибкости в экспериментальной установке и процедуре сбора данных, а также возможности тонкой настройки пространственного разрешения и чувствительности фазово-контрастных изображений в процессе реконструкции [47].

Например, в работе [28] мультимодальная рентгеновская томография использовалась в исследовании ткани мозжечка человека. Получение изображений образцов выполнялось в томографическом режиме путем записи 1801 проекции под эквидистантными углами обзора при 180-градусном вращении образца. Это повторялось для 20 положений диффузора, который сканировался по спиральной траектории, чтобы предотвратить появление артефактов. Время экспозиции на кадр составляло 50 мс, в результате чего общее время сканирования составило 46 мин. Размер окна анализа (3×3 пикселя) был выбран для алгоритма UMPA как компромисс между желаемым пространственным разрешением и уровнем шума [47].

Использование реализации UMPA для получения изображений на основе спеклов для фазовой томографии привело к улучшению угловой чувствительности по сравнению с режимом 1D XSS. Кроме того, недавние достижения в оптимизации UMPA привели к демонстрации фазовой томографии UMPA для виртуальной 3D-гистологии неокрашенных биомедицинских образцов мягких тканей [88].

В работе [33] сканирующий метод СММІ был использован для высокоразрешающей и высокочувствительной мультиконтрастной томографии. Сканирование СММІ имеет лучшую эффективность, чем основанный на корреляции алгоритм XSVT, обеспечивая аналогичный или более высокий контраст изображения с гораздо меньшим количеством шагов сканирования. Выбор количества шагов может регулировать компромисс между разрешением и скоростью сбора данных, делая метод гибким для различных экспериментальных условий.

Реконструированные томографические изображения муравья, включая фазовую (а), темнопольную (б) и абсорбционную (в) визуализации, а также их 2D-срезы (г), (д) и (е) соответственно [33], показаны на рис. 6.

Рис. 6. Результаты реконструкции томографии с использованием сканирующего СММІ...

Набор данных томографии состоял из 900 проекций, полученных в интервале углов от 0 до 180° с размером шага 0.2°. Общее время томографических измерений составило около 4 ч со временем экспозиции 1 с для каждого изображения, что в основном было ограничено потоком рентгеновского излучения и временем сканирования. Реконструкция 3D-томографии была выполнена с использованием алгоритма фильтрованной обратной проекции с фильтром Рама-Лака с использованием набора инструментов ASTRA [89].

Сканирование СММІ является универсальным способом полномасштабной визуализации, который может стать новым стандартом для мультиконтрастной визуализации на основе спеклов. Можно ожидать множество потенциальных приложений СММІ-томографии, особенно в биомедицине [33].

7. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА РЕНТГЕНОВСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ НА ОСНОВЕ СПЕКЛОВ

7.1. Получение изображений для биомедицины и материаловедения

Важной и перспективной областью применения техники на основе спеклов является рентгеновская фазово-контрастная и темнопольная визуализации, в частности для биологических, биомедицинских и доклинических исследований, а также материаловедения [10].

Было исследовано большое количество биомедицинских и биологических образцов с использованием мультимодальных методов спекл-визуализации [13, 26, 28, 84, 88, 90]. Например, была успешно получена фазовая томограмма артерии человека, показывающая превосходный контраст по сравнению с сигналом абсорбции [84]. На примере почки мыши [88] и мозжечка человека [28] было продемонстрировано применение спекл-визуализации для виртуальной гистологии.

На рис. 7 в качестве примера использования спекл-визуализации в медицине показаны мультиконтрастные рентгенограммы мочевых камней человека [90].

Рис. 7. Мультиконтрастные рентгенограммы мочевых камней человека

Высококонтрастные сканы различных видов ягод с использованием вариаций техники XSVT [35, 37, 41, 57, 58] указывают на возможный потенциал в области инспекции пищевых продуктов для контроля их качества и обнаружения инородных тел.

Для демонстрации еще одного важного применения рентгеновской спекл-визуализации (неразрушающего контроля дефектов электронной продукции) на рис. 8 приведены реконструированные абсорбционные и темнопольные изображения карты памяти компьютера [81]. Можно сразу распознать отличительную информацию, предоставленную двумя изображениями. Хотя тонкие детали чипа четко отображаются на абсорбционном изображении (рис. 8а), контраст выделенной области слабый. Провода под резисторами едва заметны (рис. 8б); напротив, они четко различимы на соответствующих темнопольных изображениях (рис. 8г).

Рис. 8. Полученное абсорбционное (а) и темнопольное (в) изображения микрочипа с использованием лабораторной микрофокусной рентгеновской трубки

Для определения возможностей спекл-визуализации в геологии в работах [26, 82] была проведена двухмерная проекционная визуализация тонких срезов вулканических пород с использованием метода 1D XSS. В работе [91] была представлена первая демонстрация XST-томографии образца цементного раствора на лабораторной установке с использованием спекл-визуализации. Результаты показали применимость техники для объемной реконструкции пористых и композитных материалов.

7.2. Метрология и зондирование волнового фронта

Простая и надежная экспериментальная установка и высокая угловая чувствительность делают метод на основе спеклов идеальным кандидатом для метрологии [10]. Идея применения спекл-изображения для измерения волнового фронта и характеристики рентгеновской оптики была представлена еще в первых публикациях, посвященных этому методу [6, 29]. В последующие годы сообщалось о более широком использовании спеклов ближнего поля для характеристики рефракционных линз [15, 47, 92–95], рентгеновских зеркал [15, 93, 96–104], а также для анализа волнового фронта рентгеновского пучка [6, 29, 93] и измерения его поперечной длины когерентности [15, 105, 106].

Метод может быть реализован в двух режимах: “абсолютном” и “дифференциальном” [94]. В абсолютной конфигурации диффузор размещается перед исследуемой оптикой (рис. 9а) и вычисляется первая производная волнового фронта. В дифференциальной конфигурации (рис. 9б) диффузор помещается за фокальной плоскостью фокусирующей оптики и измеряется вторая производная волнового фронта. В этом режиме учитываются несовершенства не только тестируемого оптического элемента, но и любой оптики перед точкой измерения [107].

Рис. 9. Схема экспериментальной установки для характеристики волнового фронта...

Оптические элементы с умеренной рефракцией, такие как рефракционная линза, могут быть проанализированы с использованием общего дифференциального режима, который основан на получении одной или нескольких эталонных интерференционных картин и одной или нескольких эталонных картин с оптикой в пучке и последующем восстановлении дифференциальной фазы одним из доступных методов анализа (см. разд. 3).

При малом наклоне волнового фронта ϕ локальный радиус кривизны R волнового фронта определяется выражением

$$R^{-1} = (\lambda/2\pi) (d^2\Phi/dy^2) = d\phi/dy. \quad (22)$$

Здесь y указывает вертикальное направление. В случае дифференциального режима радиус волнового фронта R_i для пикселя i можно рассчитать с помощью соотношения [100, 101, 108]

$$R_i/(R_i - L) = d(i - j)/s_i, \quad (23)$$

где L – расстояние между диффузором и детектором, d – размер пикселя детектора, i и j – индексы двух выбранных строк на детекторе, а s_i – соответствующее расстояние в плоскости диффузора между лучами, падающими на пиксели в строках i и j (рис. 10). Предполагая, что диффузор сканируется линейно с шагом η , можно построить две спекл-структуры из строк i и j в стопке изображений сканирования. Используя взаимную корреляцию [30], можно вычислить линейное смещение ξ между двумя рисунками, и тогда расстояние между двумя лучами в плоскости диффузора эквивалентно смещению диффузора: $s_i = \xi_i \eta$ [108].

Рис. 10. Экспериментальная схема, используемая для дифференциальной метрологии рентгеновской фокусирующей оптики...

Из уравнения (23) следует, что

$$R_i^{-1} = [(i - j)d - \xi_i \eta] / (i - j)dL. \quad (24)$$

Следовательно, локальный радиус кривизны волнового фронта можно точно измерить, анализируя спеклы из соседних пикселей. После вычисления R^{-1} можно определить наклон волнового фронта ϕ вдоль вертикальной координаты y детектора из уравнения (22) [101, 103, 108, 109]. Градиент волнового фронта, $\partial\Phi/\partial y$, восстанавливается методом двумерного численного интегрирования [110, 111]. Наконец, 2D-интегрирование $\partial\Phi/\partial y$ дает волновой фронт Φ [21].

Абсолютная метрология необходима для оптимизации оптической конфигурации канала пучка, а также для обеспечения опорных значений при сравнении различных пучков. Чтобы выполнить оптимизацию активной оптики, необходима абсолютная метрология для измерения волнового фронта и, в итоге, его корректировки. Типичная информация, полученная с использованием абсолютной метрологии, – радиус кривизны пучка и оптические aberrации. Такие данные позволяют измерять фокусное расстояние и размер пучка в фокальной плоскости [107].

В абсолютном режиме детектор должен иметь возможность перемещения вдоль оси пучка между двумя сборами данных.

Если $L_{1,2}$ – расстояние между двумя положениями детектора, то локальная производная волнового фронта $\nabla\Phi$ восстанавливается с помощью уравнения

$$\nabla\Phi = v/L_{1,2}, \quad (25)$$

где v – локальное смещение спекл-структуры. Принцип метода отслеживания рентгеновских спеклов заключается в том, чтобы взять подмножество изображений, собранных на первом детекторе, и найти его аналог на втором детекторе, используя алгоритм кросс-корреляции для нахождения v и, следовательно, $\nabla\Phi$ [112].

Приборы, представленные в работах [112–114], используют два детектора, собирающих возбуждаемый рентгеновским излучением видимый свет в сцинтилляторах, размещенных

последовательно в двух разных плоскостях распространения. Первый сцинтиллятор изготовлен из тонкого материала с низким поглощением, он пропускает большую часть рентгеновского пучка. Видимый свет, генерируемый люминесценцией, затем отображается на чипе ПЗС через объектив микроскопа и зеркале, ориентированном под углом 45° по отношению к направлению зондируемого пучка и прозрачном для РЛ. Вторая камера имеет более традиционную концепцию с толстым сцинтиллятором, соединенным с системой объектива микроскопа для полного поглощения рентгеновского пучка. Две камеры запускаются для получения изображений пучка одновременно в двух разных плоскостях распространения.

Разработанный датчик волнового фронта, способный работать в жестком рентгеновском диапазоне с ультраинтенсивными импульсами, может использоваться в качестве инструмента для мониторинга и оптимизации пучка рентгеновского лазера на свободных электронах. Датчик позволит получать уникальное представление о поведении оптики и контролировать параметры рентгеновского импульса в реальном времени [112].

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ. ВЫВОДЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Несмотря на то, что рентгеновская визуализация ближнего поля на основе спеклов была разработана совсем недавно, она быстро развивается и вызывает растущий интерес. Метод был продемонстрирован в различных режимах сбора данных и реконструкции, отвечающих различным требованиям к пространственному разрешению, угловой чувствительности и времени сканирования. Последние достижения методики дают возможность гибко настраивать эти свойства, регулируя параметры реконструкции и сканирования. Разработанная на синхротронах рентгеновская спекл-визуализация вскоре была переведена на лабораторные источники, что сделало метод доступным широкому кругу пользователей.

Ожидается, что она будет использоваться в двух различных научных средах: для специализированных и фундаментальных исследований и метрологии на синхротронах и новых источниках ЛСЭ и в более доступных лабораторных условиях для высокоэффективных и рутинных приложений в различных областях исследований, а также для клинического и промышленного/коммерческого использования.

Текущие приложения метода на основе спеклов были сосредоточены на метрологии, характеристики оптики и измерении фазы пучка, для которых была достигнута чрезвычайно высокая чувствительность. Результаты, полученные с помощью рентгеновской фазово-контрастной и темнопольной томографий для биомедицинских приложений и материаловедения, указывают на высокий потенциал спекл-визуализации в этих областях.

Ожидаются дальнейшие применения спекл-томографии для мультимодальной количественной визуализации внутренней структуры образцов.

В рентгеновском ЛСЭ спекл-технология нашла свои первые применения для целей метрологии и ожидается, что за ней последуют приложения для визуализации. Для этой цели необходимо будет разработать методы быстрого сбора данных, чтобы справиться с малой длительностью рентгеновского импульса, его деструктивным характером и флуктуациями пучка от импульса к импульсу, которые не позволяют выполнять пошаговое перемещение диффузора.

Будущая работа по улучшению существующих реализаций спекл-визуализации может включать разработку альтернативных материалов рассеивателя, которые можно адаптировать к конкретным экспериментальным установкам, а также дальнейшую оптимизацию и ускорение алгоритмов реконструкции. Надежность и простота реализации рентгеновских спекл-изображений привлекли повышенный интерес и обширные исследования техники в последние несколько лет. Ожидается, что наибольшее сообщество пользователей будет найдено для приложений в лаборатории. Хотя осуществимость визуализации на основе спеклов в рентгеновских лабораторных источниках была продемонстрирована, все еще требуется работа по увеличению скорости визуализации и оптимизации установок, особенно для реализаций томографии.

Следуя последним разработкам, можно ожидать широкого использования рентгеновской спекл-визуализации и метрологии для приложений в расширяющемся диапазоне областей [10].

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Snigirev A., Snigireva I., Kohn V., Kuznetsov S., Schelokov I.* // Rev. Sci. Instrum. 1995. V. 66. № 12. P. 5486. <https://doi.org/10.1063/1.1146073>
2. *Matsunaga N., Yano K., Endrizzi M., Olivo A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2020. V. 53. № 9. 095401. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab5aa0>
3. *Förster E., Goetz K., Zaumseil P.* // Krist. Tech. 1980. V. 15 № 8. P. 937 <https://doi.org/10.1002/crat.19800150812>
4. *Ingal V.N., Beliaevskaya E.A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28 № 11. P. 2314. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/28/11/012>

5. Pfeiffer F., Bech M., Bunk O., Donath T., Henrich B., Kraft P., David C. // J. Appl. Phys. 2009. V. 105. № 10. 102006. <https://doi.org/10.1063/1.3115639>
6. Berujon S., Wang H., Sawhney K. // Phys. Rev. A. 2012. V. 86. № 6. 063813. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.86.063813>
7. Morgan K.S., Paganin D.M., Siu K.K.W. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. № 12. 124102 <https://doi.org/10.1063/1.3694918> .
8. Cerbino R., Peverini L., Potenza M., Robert A., Bösecke P., Giglio M. // Nature Phys. 2008. V. 4. № 3. P. 238. <https://doi.org/10.1038/nphys837>
9. Celestre R., Quernot L., Ninham C., Brun E., Fardin L. // J. Synchrotron Rad. 2025. V. 32. № 1. P. 180. <https://doi.org/10.1107/S1600577524010117>
10. Zdora M.-C. // J. Imaging. 2018. V. 4. № 5. P. 60. <https://doi.org/10.3390/jimaging4050060>
11. Kashyap Y., Wang H., Sawhney K. // Opt. Express. 2016. V. 24. № 16. P. 18664. <https://doi.org/10.1364/OE.24.018664>
12. Berujon S., Ziegler E., Cerbino R., Peverini L. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. № 15. P. 158102. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.158102>
13. Wang H., Kashyap Y., Sawhney K. // Sci. Rep. 2016. V. 6. № 1. P. 20476. <https://doi.org/10.1038/srep20476>
14. Zanette I., Zdora M.-C., Zhou T., Burvall A., Larsson D.H., Thibault P., Hertz H.M., Pfeiffer F. // Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 2015. V. 112. № 41. P. 12569. <https://doi.org/10.1073/pnas.1502828112>
15. Wang H., Zhou T., Kashyap Y., Sawhney K. // Proc. SPIE. 2017. V. 10388. P. 103880I. <https://doi.org/10.1117/12.2274781>
16. Lu X., Mochrie S.G.J., Narayanan S., Sandy A.R., Sprung M. // J. Synchrotron Radiat. 2011. V. 18. № 6. P. 823. <https://doi.org/10.1107/S0909049511037149>
17. Siano M., Paroli B., Potenza M.A.C. // Adv. Phys.: X. 2021. V. 6. № 1. P. 1891001. <https://doi.org/10.1080/23746149.2021.1891001>
18. Zdora M.-C., Thibault P., Deyhle H., Vila-Comamala J., Rau C., Zanette I. // J. Instrum. 2018. V. 13. № 5. P. C05005. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/05/C05005>
19. Nita L.-A., Iovea M., Suliman G., Enciu A., Neagu M. // U.P.B. Sci. Bull. Series A. 2023. V. 85. № 1. P. 149.
20. Tian N., Jiang H., Li A., Liang D., Yan S., Zhang Z. // J. Synchrotron Rad. 2020. V. 27. № 1. P. 146. <https://doi.org/10.1107/S1600577519015200>
21. Berujon S., Cojocaru R., Piault P., Celestre R., Roth T., Barrett R., Ziegler E. // J. Synchrotron Rad. 2020. V. 27. № 2. P. 293. <https://doi.org/10.1107/S1600577520000508>
22. Reu P. // Experimental Techniques. 2014. V. 38. № 5. P. 1. <https://doi.org/10.1111/ext.12111>

23. *Котельников В.А.* // УФН. 2006. Т. 176. № 7. С. 762
<https://doi.org/10.3367/UFNr.0176.200607h.0762>
24. *Kohn V., Snigireva I., Snigirev A.* // Opt. Commun. 2001. V. 198. № 4-6. P. 293.
[https://doi.org/10.1016/S0030-4018\(01\)01544-9](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(01)01544-9)
25. *Aloisio I.A., Paganin D.M., Wright C.A., Morgan K.S.* // J. Synchrotron Radiat. 2015. V. 22. № 5. P. 1279. <https://doi.org/10.1107/S1600577515011406>
26. *Zhou T., Wang H., Connolley T., Scott S., Baker N., Sawhney K.* // J. Synchrotron Radiat. 2018. V. 25. № 3. P. 801. <https://doi.org/10.1107/s1600577518003193>
27. *Xue L., Luo H., Diao Q., Yang F., Wang J., Li Z.* // Sensors. 2020. V. 20. № 22. P. 6660. <https://doi.org/10.3390/s20226660>
28. *Savatović S., Zdora M.-C., De Marco F. et al.* // Biomed. Opt. Express. 2024. V. 15. № 1. P. 142. <https://doi.org/10.1364/BOE.502664>
29. *Bérupon S., Ziegler E., Cerbino R., Peverini L.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. № 15. P. 158102. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.158102>
30. *Pan B., Qian K., Xie H., Asundi A.* // Meas. Sci. Technol. 2009. V. 20. № 6. P. 062001. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/20/6/062001>
31. *Zanette I., Zhou T., Burvall A., Lundström U., Larsson D.H., Zdora M., Thibault P., Pfeiffer F., Hertz H.M.* // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. № 25. P. 253903 <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.253903>
32. *Qiao Z., Shi X., Wojcik M.J., Rebuffi L., Assoufid L.* // Appl. Phys. Lett. 2021. V. 119. № 1. P. 011105. <https://doi.org/10.1063/5.0053553>
33. *Qiao Z., Shi X., Wojcik M., Assoufid L.* // J. Imaging. 2021. V. 7. № 12. P. 249. <https://doi.org/10.3390/jimaging7120249>
34. *Zdora M.-C., Thibault P., Rau C., Zanette I.* // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 849. № 1. 012024. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/849/1/012024>
35. *Berupon S., Ziegler E.* // Phys. Rev. A. 2015. V. 92 № 1. 013837. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.92.013837>
36. *Bing P., Hui-min X., Boqin X., Fui-long D.* // Meas. Sci. Technol. 2006. V. 17. № 4. P. 1615. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/17/6/045>
37. *Berupon S., Ziegler E.* // Phys. Rev. Appl. 2016. V. 5. № 4. P. 044014. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.5.044014>
38. *Quénot L., Rougé-Labriet H., Bohic S., Berupon S., Brun E.* // Optica. 2021. V. 8. № 11. P. 1412. <https://doi.org/10.1364/OPTICA.434954>
39. *Qiao Z., Shi X., Celestre R., Assoufid L.* // Opt. Express. 2020. V. 28. № 22. P. 33053. <https://doi.org/10.1364/OE.404606>

40. *Sun C.* // *Image Vision Comput.* 2002. V. 20. № 13-14. P. 981.
[https://doi.org/10.1016/S0262-8856\(02\)00112-9](https://doi.org/10.1016/S0262-8856(02)00112-9)
41. *Berujon S., Ziegler E.* // *Phys. Rev. A.* 2017. V. 95. № 6. 063822.
<https://doi.org/10.1103/physreva.95.063822>
42. *Rouge-Labriet H., Quenot L., Bohic S., Fayard B., Paganin D.M., Brun E., Berujon S.* // *Phys. Med. Biol.* 2021. V. 66. № 6. P. 065005. <https://doi.org/10.1088/1361-6560/ab87f7>
43. *Tian N., Jiang H., Li A., Liang D., Yu F.* // *Sci. Rep.* 2020. V. 10. № 1. P. 14238.
<https://doi.org/10.1038/s41598-020-71158-9>
44. *Heil C.E., Walnut D.F.* // *SIAM Rev.* 1989. V. 31. № 4. P. 628.
<https://doi.org/10.1137/1031129>
45. *Shensa M.J.* // *IEEE Trans. Signal Process.* 1992. V. 40. № 10. P. 2464.
<https://doi.org/10.1109/78.157290>
46. *Zdora M.-C., Zanette I., Walker T., Phillips N.W., Smith R., Deyhle H., Ahmed S., Thibault P.* // *Appl. Opt.* 2020. V. 59. № 8. P. 2270. <https://doi.org/10.1364/AO.384531>
47. *Zdora M.-C., Thibault P., Zhou T. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 118. № 20. P. 203903.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.203903>
48. *De Marco F., Savatović S., Smith R., Di Trapani V., Margini M., Lautizi G., Thibault P.* // *Opt. Express.* 2023. V. 31. № 1. P. 635. <https://doi.org/10.1364/OE.474794>
49. *Paganin D.M., Labriet H., Brun E., Berujon S.* // *Phys. Rev. A.* 2018. V. 98. № 5. 053813.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.98.053813>
50. *Mitome M.* // *Microscopy (Oxford).* 2020. V. 70. № 1. P. 69.
<https://doi.org/10.1093/jmicro/dfaa053>
51. *Gureyev T.E., Nesterets Y.I., Paganin D.M., Wilkins S.W.* // *J. Opt. Soc. Am. A.* 2006. V. 23 № 1. P. 34. <https://doi.org/10.1364/JOSAA.23.000034>
52. *Oberst U.* // *SIAM J. Control Optim.* 2007. V. 46. № 2. P. 496.
<https://doi.org/10.1137/060658242>
53. *Horn B.K.P., Schunck B.G.* // *Artif. Intell.* 1981. V. 17. № 1-3. P. 185.
[https://doi.org/10.1016/0004-3702\(81\)90024-2](https://doi.org/10.1016/0004-3702(81)90024-2)
54. *Atcheson B., Heidrich W., Ihrke I.* // *Exp. Fluids.* 2009. V. 46. № 3. P. 467.
<https://doi.org/10.1007/s00348-008-0572-7>
55. *Pavlov K.M., Li H., Paganin D.M., Berujon S., Rouge-Labriet H., Brun E.* // *Phys. Rev. Appl.* 2020. V. 13. № 5. P. 054023. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.13.054023>
56. *Gureyev T.E., Nesterets Y.I., Paganin D.M.* // *Phys. Rev. A.* 2015. V. 92. № 5. P. 053860.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.92.053860>

57. *Pavlov K.M., Paganin D.M., Li H., Berujon S., Rouge-Labriet H., Brun E.* // *J. Opt.* 2020. V. 22. № 12. P. 125604. <https://doi.org/10.1088/2040-8986/abc313>
58. *Pavlov K.M., Paganin D.M., Morgan K.S. et al.* // *Phys. Rev. A.* 2021. V. 104. № 5. P. 053505. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.104.053505>.
59. *Paganin D.M., Morgan K.S.* // *Sci. Rep.* 2019. V. 9. № 1. P. 17537. <https://doi.org/10.1038/s41598-019-52284-5>
60. *Morgan K.S., Paganin D.M.* // *Sci. Rep.* 2019. V. 9. № 1. P. 17465. <https://doi.org/10.1038/s41598-019-52283-6>
61. *Alloo S.J., Paganin D.M., Croughan M.K., Ahlers J.N., Pavlov K.M., Morgan K.S.* // *Opt. Express.* 2025. V. 33. № 2. P. 3577. <https://doi.org/10.1364/OE.545960>
62. *Pagot E., Cloetens P., Fiedler S. et al.* // *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 82. № 20. P. 3421. <https://doi.org/10.1063/1.1575508>
63. *Jensen T.H., Bech M., Bunk O., Donath T., David C., Feidenhans'l R., Pfeiffer F.* // *Phys. Med. Biol.* 2010. V. 55. № 12. P. 3317. <https://doi.org/10.1088/0031-9155/55/12/004>
64. *Jensen T.H., Bech M., Zanette I. et al.* // *Phys. Rev. B.* 2010. V. 82. № 21. P. 214103. <https://doi.org/10.1103/PHYSREVB.82.214103>
65. *Schaff F., Malecki A., Potdevin G., Ettl E., Noel P.B., Baum T., Garcia E.G., Bauer J.S., Pfeiffer F.* // *Sci. Rep.* 2014. V. 4. № 1. P. 3695. <https://doi.org/10.1038/srep03695>
66. *Zhou T., Wang H., Sawhney K.* // *Appl. Phys. Lett.* 2018. V. 113. № 9. P. 91102. <https://doi.org/10.1063/1.5047400>
67. *Wang H., Sawhney K.* // *PNAS.* 2021. V. 118. № 9. P. e2022319118. <https://doi.org/10.1073/pnas.2022319118>
68. *Smith R., De Marco F., Broche L., Zdora M.-C., Phillips N.W., Boardman R., Thibault P.* // *PLOS One.* 2022. V. 17. № 8. e0273315. <https://doi.org/10.1371/journal.pone.0273315>
69. *Alloo S.J., Morgan K.S., Paganin D.M., Pavlov K.M.* // *Sci. Rep.* 2023. V. 13. № 1. 5424. <https://doi.org/10.1038/s41598-023-31574-z>
70. *Галушкин А.И.* Нейронные сети: основы теории. Москва: Горячая линия–Телеком, 2024.
71. *LeCun Y., Bengio Y., Hinton G.* // *Nature.* 2015. V. 521. № 7553. P. 436. <https://doi.org/10.1038/nature14539>
72. *Hinton G.E., Simon O., Teh Y.-W.* // *Neural comput.* 2006. V. 18. № 7. P. 1527. <https://doi.org/10.1162/neco.2006.18.7.1527>
73. *Qiao Z., Shi X., Yao Y., Wojcik M.J., Rebuffi L., Cherukara M.J., Assoufid L.* // *Optica.* 2022. V. 9. № 4. P. 391. <https://doi.org/10.1364/OPTICA.453748>
74. *Yu F., Du K., Ju X. et al.* // *IUCrJ.* 2024. V. 11. № 1. P. 73. <https://doi.org/10.1107/S2052252523010114>

75. Yamashita R., Nishio M., Do R.K.G., Togashi K. // *Insights Imaging*. 2018. V. 9 № 4. P. 611.
<https://doi.org/10.1007/s13244-018-0639-9>
76. Shi S.Q.Z., Shapira N., Noël P.B., Meyer S. // *arXiv:2305.01871v1*.
<https://doi.org/10.48550/arXiv.2305.01871>
77. Zhou T., Zdora M.-C., Zanette I., Romell J., Hertz H.M., Burvall A. // *Opt. Lett.* 2016. V. 41. № 23. P. 5490. <https://doi.org/10.1364/OL.41.005490>
78. Zdora M.-C., Thibault P., Pfeiffer F., Zanette I. // *J. Appl. Phys.* 2015. V. 118 № 11. P. 113105.
<https://doi.org/10.1063/1.4931145>
79. Hemberg O., Otendal M., Hertz H.M. // *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 83. № 7. P. 1483.
<https://doi.org/10.1063/1.1602157>
80. Zhou T., Zanette I., Zdora M.-C. et al. // *Opt. Lett.* 2015. V. 40. № 12. P. 2822
<https://doi.org/10.1364/OL.40.002822>
81. Wang H., Kashyap Y., Cai B., Sawhney K. // *Sci. Rep.* 2016. V. № 6(1). P. 30581.
<https://doi.org/10.1038/srep30581>
82. Wang H., Cai B., Pankhurst M.J. et al. // *J. Synchrotron Rad.* 2018. V. 25 № 4. P. 1182.
<https://doi.org/10.1107/S1600577518005623>
83. Kak A.C., Slaney M. *Principles of Computerized Tomography Imaging*. IEEE Press: New York. 1988.
84. Wang H., Berujon S., Herzen J., Atwood R., Laundry D., Hipp A., Sawhney K. // *Sci. Rep.* 2015. V. 5 № 1. P. 8762. <https://doi.org/10.1038/srep08762>
85. Wang H., Kashyap Y., Sawhney K. // *Appl. Phys. Lett.* 2016. V. 108. № 12. P. 124102.
<https://doi.org/10.1063/1.4944462>
86. Wang H., Atwood R.C., Pankhurst M.J. et al. // *Sci. Rep.* 2019. V. 9 № 1. P. 8913.
<https://doi.org/10.1038/s41598-019-45561-w>
87. Huang X., Lauer K., Clark J.N., Xu W., Nazaretski E., Harder R., Robinson I.K., Chu Y.S. // *Sci. Rep.* 2015. V. 5 № 1. P. 9074. <https://doi.org/10.1038/srep09074>
88. Zdora M.-C., Thibault P., Kuo W. et al. // *Optica*. 2020. V. 7 № 9. P. 1221.
<https://doi.org/10.1364/OPTICA.399421>
89. Van Aarle W., Palenstijn W.J., Cant J. et al. // *Opt. Express*. 2016. V. 24 № 22. P. 25129.
<https://doi.org/10.1364/OE.24.025129>
90. Saghmanesh S., Richter H., Neels A., Zboray R. // *Appl. Sci.* 2022. V. 12. № 8. P. 3798.
<https://doi.org/10.3390/app12083798>
91. Zhou T., Yang F., Kaufmann R., Wang H. // *J. Imaging*. 2018. V. 4. № 5. P. 69.
<https://doi.org/10.3390/jimaging4050069>

92. *S. Berujon, H. Wang, K. J. S. Sawhney* // J. Phys. Conf. Ser. 2013. V. 425. № 5. P. 052020.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/425/5/052020>
93. *Wang H., Berujon S., Sutter J., Alcock S.G., Sawhney K.* // Proc. SPIE. 2014. V. 9206. P. 920608. <https://doi.org/10.1117/12.2062828>
94. *Wang H., Kashyap Y., Sawhney K.* // Opt. Express. 2015. V. 23. № 18. P. 23310.
<https://doi.org/10.1364/oe.23.023310>
95. *Zdora M.-C., Zanette I., Zhou T. et al.* // Opt. Express. 2018 V. 26 № 4. P. 4989.
<https://doi.org/10.1364/OE.26.004989>
96. *Berujon S., Wang H., Alcock S., Sawhney K.* // Opt. Express. 2014. V. № 22. P. 6438.
<https://doi.org/10.1364/OE.22.006438>
97. *Wang H., Kashyap Y., Laundry D., Sawhney K.* // J. Synchrotron Rad. 2015. V. 22. № 4. P. 925.
<https://doi.org/10.1107/S1600577515006657>
98. *Kashyap Y., Wang H., Sawhney K.* // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. № V. № 5. P. 052001.
<https://doi.org/10.1063/1.4949004>
99. *Sawhney K., Alcock S., Sutter J., Berujon S., Wang H., Signorato R.* // J. Phys. Conf. Ser. 2013. V. 425. № 5. P. 052026. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/425/5/052026>
100. *Wang H., Sutter J., Sawhney K.* // Opt. Express. 2015. V. 23. № 2. P. 1605.
<https://doi.org/10.1364/OE.23.001605>
101. *Kashyap Y., Wang H., Sawhney K.* // J. Synchrotron Rad. 2016. V. 23. № 5. P. 1131.
<https://doi.org/10.1107/S1600577516012509>
102. *Wang H., Kashyap Y., Zhou T., Sawhney K.* // Proc. SPIE. 2017. V. 10385. P. 1038504.
<https://doi.org/10.1117/12.2274780>
103. *Zhou T., Wang H., Fox O.J.L., Sawhney K.J.S.* // Rev. Sci. Instrum. 2019. V. 90 № 2. P. 021706. <https://doi.org/10.1063/1.5057712>
104. *Jiang H., Xie J., He Y., Jiang Z., Liang D., Yu H., Li A.* // Opt. Express. 2024. V. 32. № 8. P. 13597. <https://doi.org/10.1364/OE.514734>
105. *Kashyap Y., Wang H., Sawhney K.* // Phys. Rev. A. 2015. V. 92. № 3. P. 033842.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.92.033842>
106. *Alaimo M., Potenza M., Manfreda M., Geloni G., Sztucki M., Narayanan T., Giglio M.* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. № 19. P. 194805. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.194805>
107. *Berujon S., Cojocar R., Piault P., Celestre R., Roth T., Barrett R., Ziegler E.* // J. Synchrotron Rad. 2020 V. 27. № 2. P. 284. <https://doi.org/10.1107/S1600577520000491>
108. *Zhou T., Wang H., Fox O., Sawhney K.* // Opt. Express. 2018. V. 26. № 21. P. 26961.
<https://doi.org/10.1364/OE.26.026961>

109. *Jiang H., Tian N., Liang D., Du G., Yan S.* // *J. Synchrotron Rad.* 2019. V. 26. № 3. P. 729.
<https://doi.org/10.1107/S1600577519003047>
110. *Southwell W.H.* // *J. Opt. Soc. Am.* 1980. 70. № 8. P. 998.
<https://doi.org/10.1364/JOSA.70.000998>.
111. *Frankot R.T., Chellappa R.* // *IEEE Trans. Pattern Anal. Machine Intell.* 1988. V. 10. № 4. P. 439. <https://doi.org/10.1109/34.3909>
112. *Berujon S., Ziegler E., Cojocaru R., Martin T.* // *Proc. SPIE.* 2017. V. 10237. P. 102370K.
<https://doi.org/10.1117/12.2269452>
113. *Berujon S., Ziegler E., Cloetens P.* // *J. Synchrotron Rad.* 2015. V. 22. № 4. P. 886.
<https://doi.org/10.1107/S1600577515005433>
114. *Seaberg M., Cojocaru R., Berujon S. et al.* // *J. Synchrotron Rad.* 2019. V. 26 № 4. P. 1115.
<https://doi.org/10.1107/S1600577519005721>

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис. 1.** Формирование спеклов на основе суммирования интенсивностей многих интерференционных голографических картин. Результаты численных расчетов получены для $N = 1$ (а), $N = 30$ (б) и $N = 10^5$ (в) (N – общее число рассеивающих центров) [17].
- Рис. 2.** а – Схема эксперимента по рентгеновской спекл-визуализации: 1 – диффузор, 2 – образец, 3 – пиксельный детектор. б – Линейный график эталонной (кривая 1) и соответствующей спекл-структуры после введения в пучок РЛ образца (кривая 2), визуализирующий падение интенсивности (штриховые горизонтальные линии) из-за поглощения $A = (1 - T)$, смещение u из-за рефракции РЛ на угол α и уменьшение амплитуды D (после коррекции на пропускание) из-за МУРР [10].
- Рис. 3.** Поглощение (а), темнопольное изображение (б), вертикальный (в) и горизонтальный (г) дифференциальные фазовые градиенты, а также фазово-контрастные изображения рыбы (гуппи Эндлера) (д) [13].
- Рис. 4.** Экспериментальная установка для получения изображений с фазовым контрастом: 1 – РЛ, 2 – диффузор, 3 – детектор, 4 – образец; I_r – опорное изображение, I_s – изображение с образцом, введенным в пучок, α – угол рефракции, D_{\perp} – поперечное смещение спекла, Δ – расстояние между диффузором и детектором [38].
- Рис. 5.** Результаты визуализации направленного темного поля неявного рентгеновского спекл-трекинга колени мыши: а – фазовая карта, компоненты тензора темного поля; б – $D_{eff}^{(yy)}$, в – $D_{eff}^{(xx)}$, г – $D_{eff}^{(xy)}$ [58].
- Рис. 6.** Результаты реконструкции томографии с использованием сканирующего СММІ: объемная визуализация фазового (а), темнопольного (б) и абсорбционного (в) изображений муравья; (г) – (е) соответственно срезы реконструкции (а) – (в) головы насекомого, указанные стрелками [33].
- Рис. 7.** Мультиконтрастные рентгенограммы мочевых камней человека: угол горизонтальной (а) и вертикальной (б) рефракции; абсорбционный (в) и темнопольный (г) контрасты [90].
- Рис. 8.** Полученное абсорбционное (а) и темнопольное (в) изображения микрочипа с использованием лабораторной микрофокусной рентгеновской трубки; (б), (г) – увеличенные части изображений (а), (в) [81].
- Рис. 9.** Схема экспериментальной установки для характеристики волнового фронта в абсолютном (а) и дифференциальном (б) режимах: 1 – источник излучения, 2 – диффузор (наждачная бумага), 3 – биморфное зеркало (f – его фокусное расстояние), 4 – детектор, 5 – спекл-картины [98].

Рис. 10. Экспериментальная схема, используемая для дифференциальной метрологии рентгеновской фокусирующей оптики: 1 – фокус, 2 – диффузор, 3 – пиксельный детектор [103].

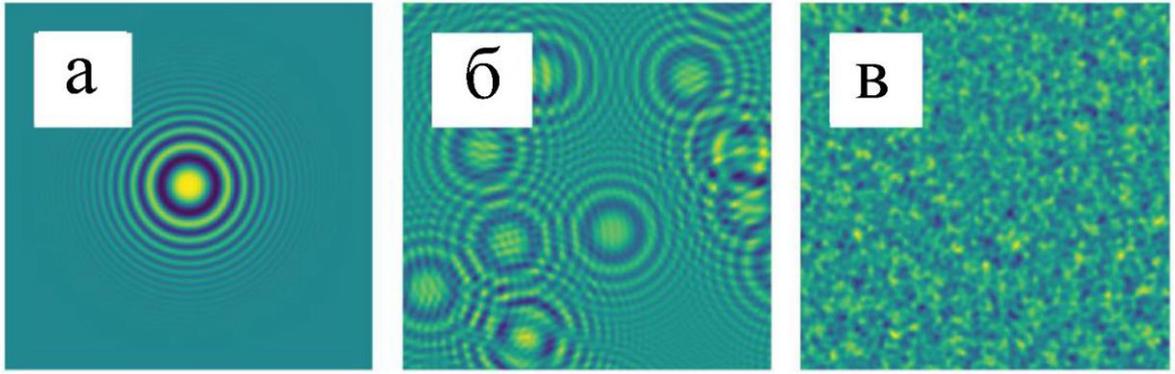


Рис. 1.

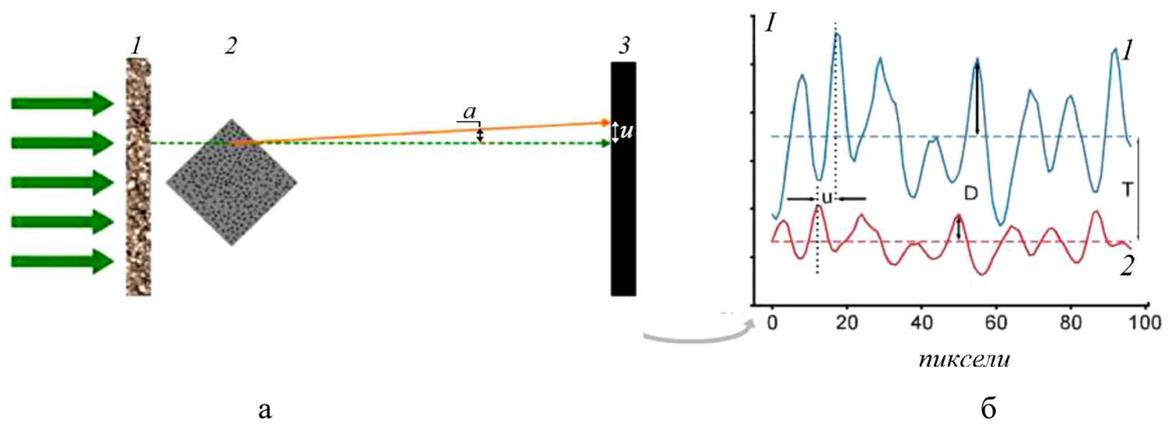
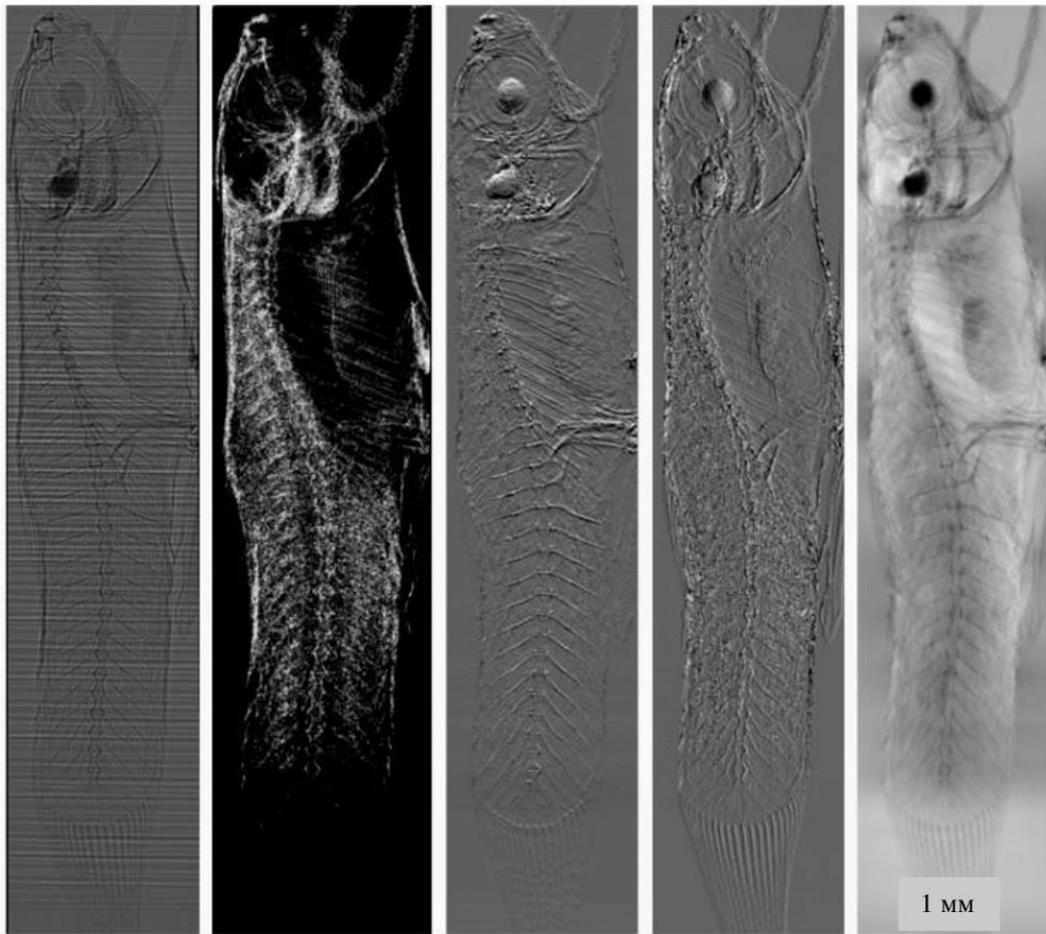


Рис. 2.



а

б

в

г

д

Рис. 3.

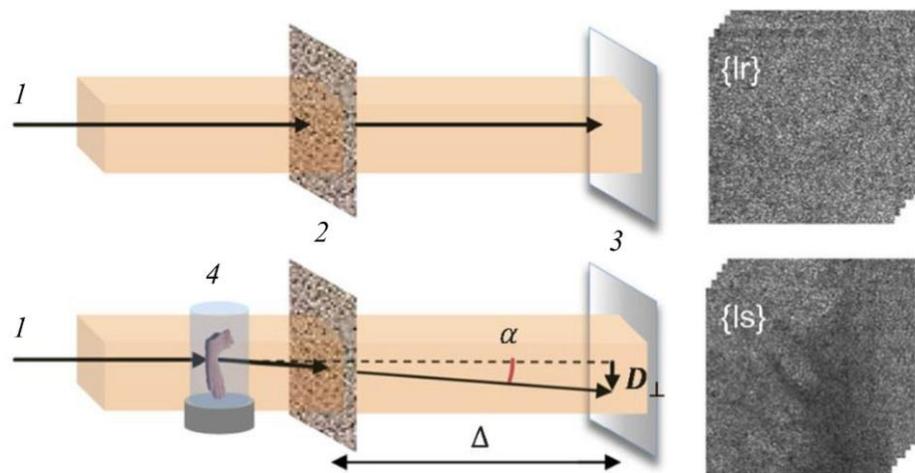


Рис. 4.

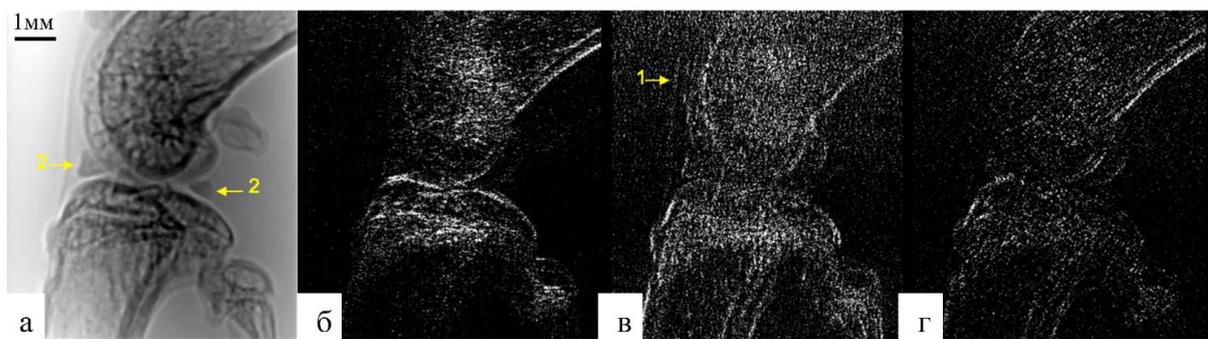


Рис. 5.

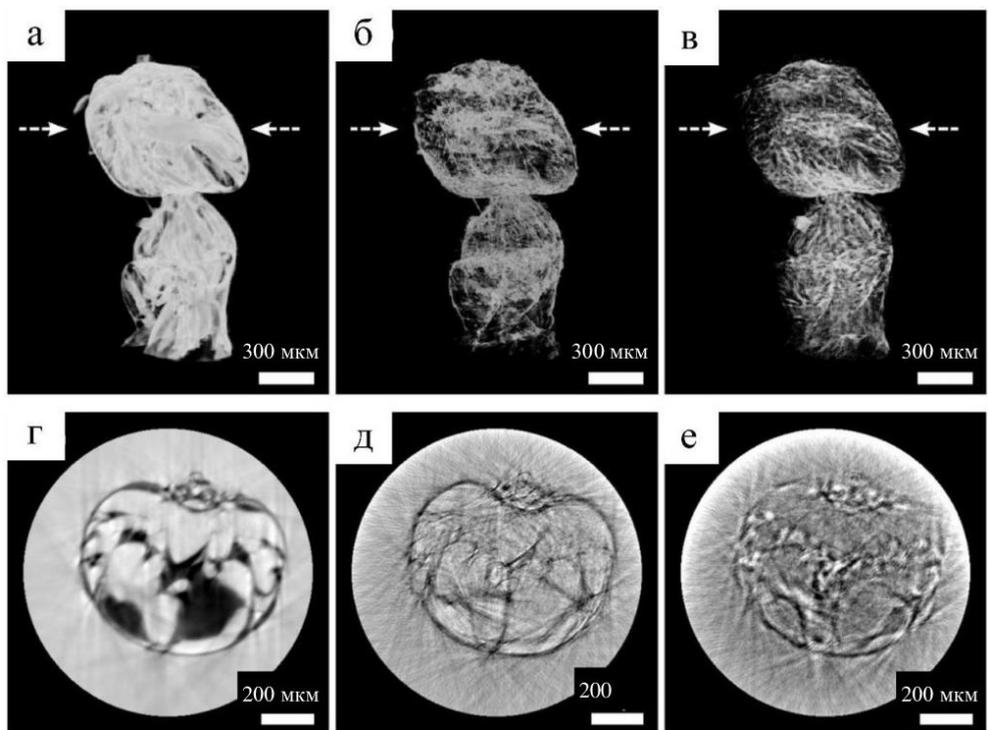


Рис. 6.

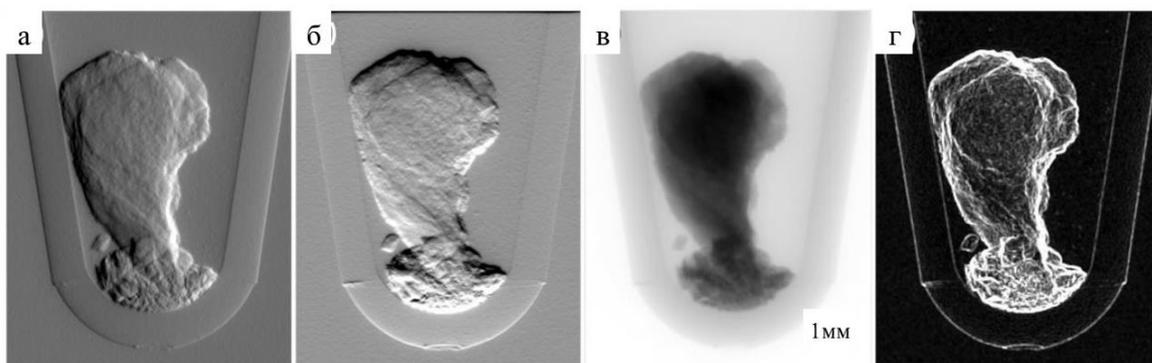


Рис. 7.

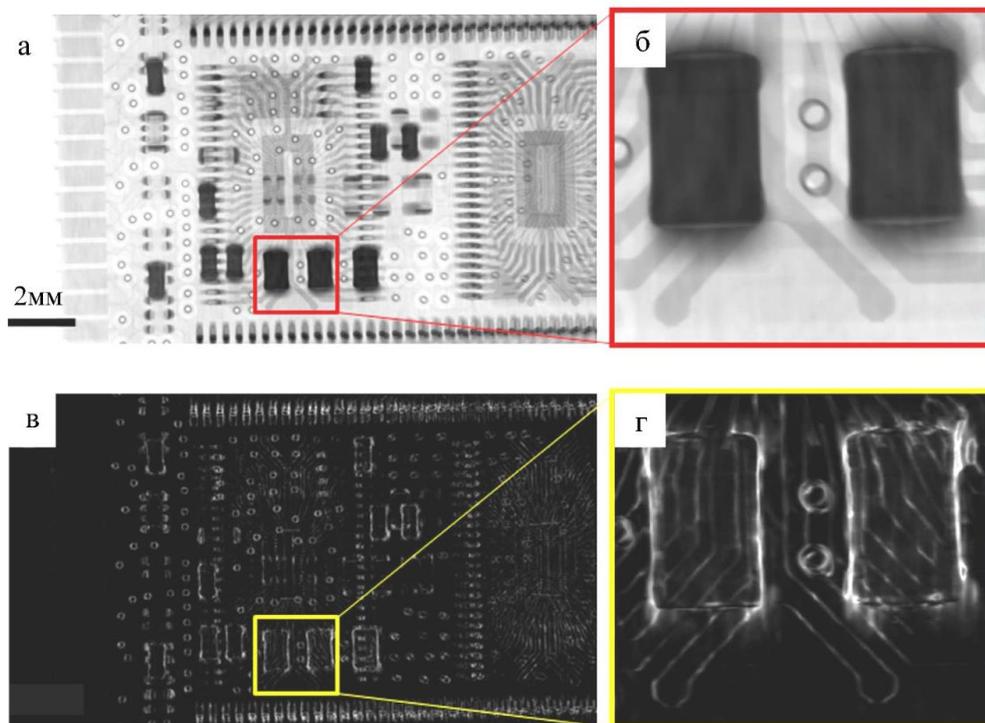


Рис. 8.

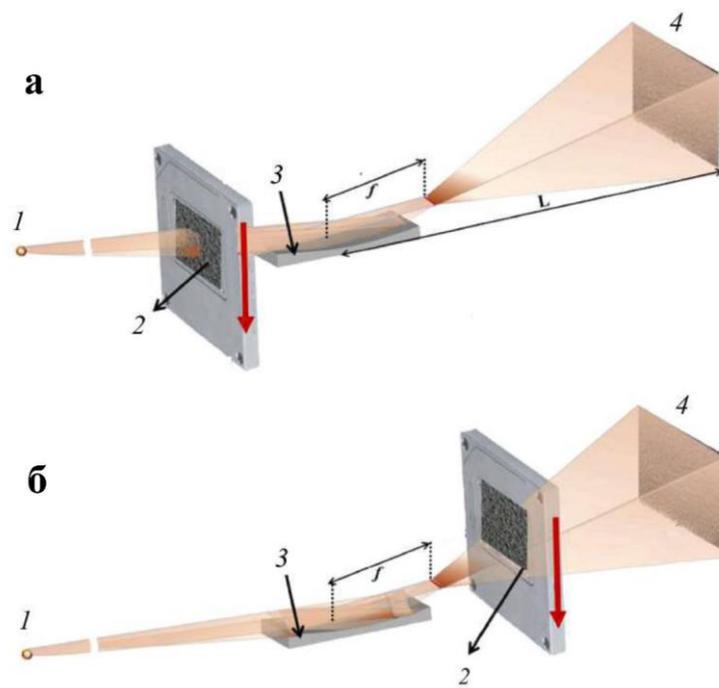


Рис. 9.

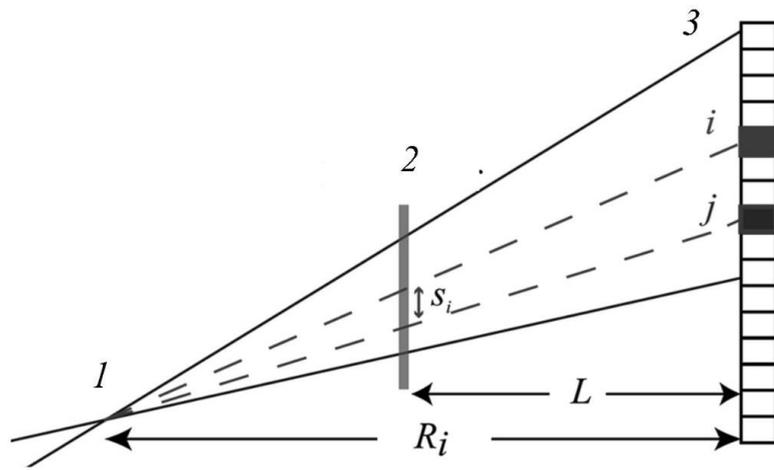


Рис. 10.