

## Рентгеновская темнопольная визуализация

© В.В. Лидер

НИЦ „Курчатовский институт“,  
123182 Москва, Россия  
e-mail: vallider@yandex.ru

Поступила в редакцию 09.09.2023 г.

В окончательной редакции 16.02.2024 г.

Принята к публикации 27.03.2024 г.

Рентгеновская визуализация в темном поле в последние годы нашла применение в различных областях науки и техники, в том числе в медицине, биологии и материаловедении. Обзор посвящен описанию различных методов рентгеновской темнопольной визуализации. Рассмотрены экспериментальные оптические схемы методов, приемы сбора данных и их обработки, перспективность и ограничения их использования. Особое внимание уделено мультимодальным методам, способным отделить сигнал малоуглового рассеяния от абсорбционного и фазово-контрастного сигнала.

**Ключевые слова:** рентгеновские лучи, визуализация, темное поле, мультимодальные методы, интерферометр Тальбота, кристаллический анализатор, рентгеновская решетка, рентгеновская сетка.

DOI: 10.61011/OS.2024.04.58227.127-24

### 1. Введение

В широком смысле темнопольная визуализация представляет собой исследование объектов с помощью излучения, которое сами объекты направляют на детектор, а излучение от какого-либо внешнего источника не регистрируется непосредственно детектором, как при светлопольной визуализации. Иными словами, для любой формы изображения нерассеянные фотоны не вносят вклада в изображение [1].

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 темнопольной визуализации. Эти методы нашли применение в медицине [2], при исследовании композитных материалов [3], минеральных строительных материалов [4], а также для досмотра багажа в аэропортах [5].

Условно методы измерений можно разделить на прямые и косвенные. Под прямыми методами будем понимать измерения, при которых искомое значение величины находится непосредственно из опытных данных. Косвенными будем называть такие измерения, при которых числовое значение измеряемой величины определяется по известной функциональной зависимости через другие величины, которые можно получить прямыми измерениями.

К прямым методам рентгеновской темнопольной визуализации следует отнести рентгеновскую микроскопию [6,7] и метод на основе анализатора Лауэ [8]. К косвенным методам темного поля мы отнесем мультимодальные методы рентгеновской визуализации, такие как

метод на основе распространения [9], интерферометр Тальбота [10], метод краевого освещения [11], метод на основе анализатора Брэгга [12], метод на основе спеклов [13], а также метод на основе одной сетки [14].

Цель настоящего обзора — ознакомить читателя с принципами работы, особенностями и возможностями как прямых, так и косвенных методов рентгеновской темнопольной визуализации.

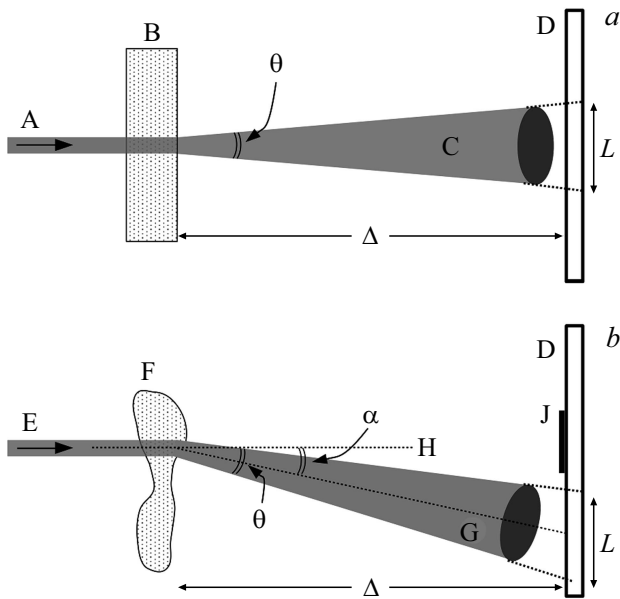
### 2. Прямые методы темнопольной визуализации

Пусть тонкий („карандашный“) монохроматический пучок рентгеновских лучей (РЛ)  $A$  (рис. 1,  $a$ ) освещает статистически однородную пластину  $B$ , содержащую пространственно неразрешенную субпиксельную микроструктуру. В результате прохождения через пластину  $B$  неразрешенная микроструктура приведет к расширению пучка в веер  $C$  с углом раскрытия  $\theta$ . Такое расширение связано с малоугловым рентгеновским рассеянием (МУРР), возникающем при многократном преломлении/рассеянии проходящих РЛ на случайных структурах в образце. Угол раскрытия „веера МУРР“  $\theta$  и расстояние  $\Delta$  между пластиной  $B$  и детектором  $D$  определяют величину размытия изображения  $L$  [15]:

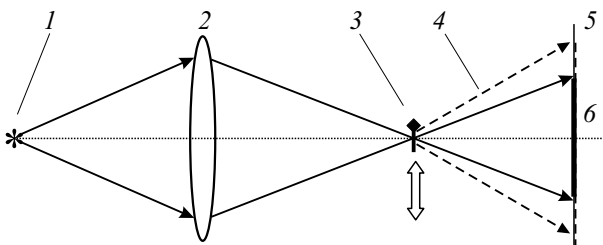
$$L(x, y) = \theta(x, y)\Delta. \quad (1)$$

Поскольку пластина  $B$  является статистически однородной, угол раскрытия веера МУРР не зависит от поперечного положения  $(x, y)$  рентгеновского пучка, освещающего плиту.

Если образец имеет пространственно неразрешенную случайную микроструктуру, статистические свойства которой меняются в зависимости от местоположения в



**Рис. 1.** Иллюстрация изменения формы и направления карандашного монохроматического пучка РЛ  $A(E)$ , падающего на статистически однородную пластину  $B$ , содержащую пространственно неразрешенную микроструктуру (образец  $F$ , содержащий пространственно-неоднородную макроструктуру). Результирующий прошедший пучок расширяется в веер МУРР  $C(G)$ .  $D$  — детектор,  $J$  — заглушка для прямого пучка,  $\Delta$  — расстояние „образец–детектор“,  $L$  — величина размытия изображения,  $\theta$  — угол раскрытия конуса  $C(G)$ ,  $\alpha$  — угол рефракции [15].



**Рис. 2.** Оптическая схема СТМ: 1 — точечный источник РЛ (фокус, сформированный конденсором), 2 — объективная линза, 3 — исследуемый образец, 4 — рассеянное излучение, 5 — детектор, 6 — заглушка для блокировки нерассеянного излучения.

образце, то естественно также допустить, что образец демонстрирует изменения макроструктуры, которые моделируются преломлением РЛ (фазовым сдвигом) и меняются в зависимости от поперечного положения пучка ( $x$ ,  $y$ ). В этом случае (рис. 1,  $b$ ) падающий монохроматический рентгеновский пучок  $E$  под воздействием структурных неоднородностей образца  $F$  преломляется под углом  $\alpha$  относительно оптической оси  $H$  и рассеивается в веер  $G$  [15].

Для того чтобы детектором был зарегистрирован только сигнал темного поля, перед ним на пути прямого пучка достаточно расположить заглушку  $J$ . Этот

принцип используется в конструкции рентгеновского сканирующего микроскопа.

## 2.1. Метод рентгеновской микроскопии

Рентгеновская микроскопия предназначена для получения изображения исследуемого объекта в реальном пространстве с использованием элементов фокусирующей оптики [7,16]. Существуют два основных типа трансмиссионных рентгеновских микроскопов: сканирующие трансмиссионные рентгеновские микроскопы (СТРМ) и обычные трансмиссионные рентгеновские микроскопы (ТРМ), часто называемые рентгеновскими микроскопами полного поля зрения. В СТМ (рис. 2) объективная линза фокусирует пучок РЛ на образец в пятно малого размера, образец растрово сканируется, и интенсивность на выходе образца для каждой позиции сканирования регистрируется детектором. Большинство СТМ используют детекторы без пространственного разрешения, которые интегрируют прошедшее через образец излучение.

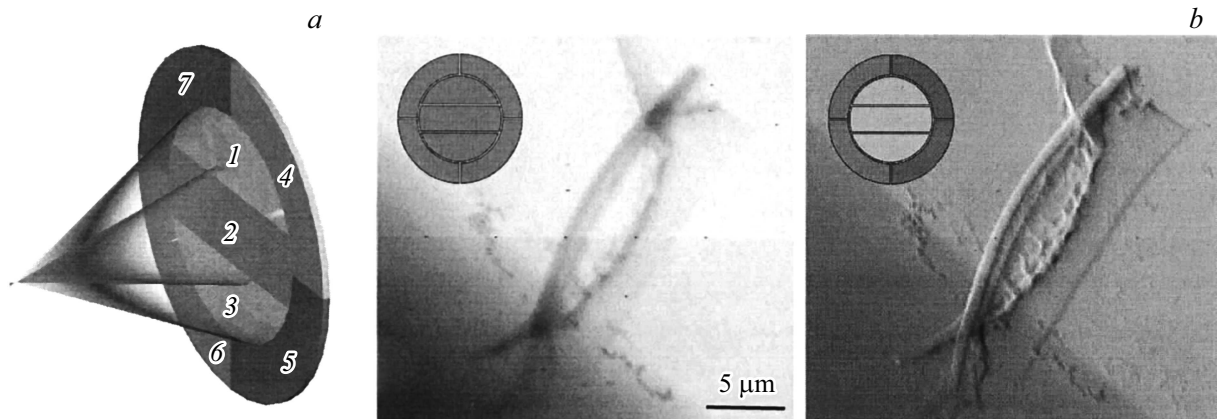
Комбинацию детектора с заглушкой можно заменить сегментированным детектором [17,18]. На рис. 3,  $a$  показан внешний вид детектора, содержащий 7 сегментов: сегменты 1–3 регистрируют конус света, идущий от исследуемого объекта, и предназначены для получения светлопольного контраста [18]. Сегменты 4–7 могут быть использованы для получения изображения в темном поле. Рисунок 3,  $b$  демонстрирует превосходство темнопольной визуализации (изображение сформировано разностью интенсивностей РЛ, зарегистрированных сегментами 4, 5 и 6, 7) перед светлопольным контрастом (все сегменты освещены РЛ) [17].

Оптическая схема ТРМ (рис. 4) очень похожа на схему обычного светового микроскопа. ТРМ состоит из конденсора (на рисунке не показан) и объективной линзы. Последняя создает в плоскости детектирования увеличенное изображение образца, которое регистрируется с помощью пиксельного детектора (для этой цели, как правило, используется прибор с зарядовой связью (ПЗС)).

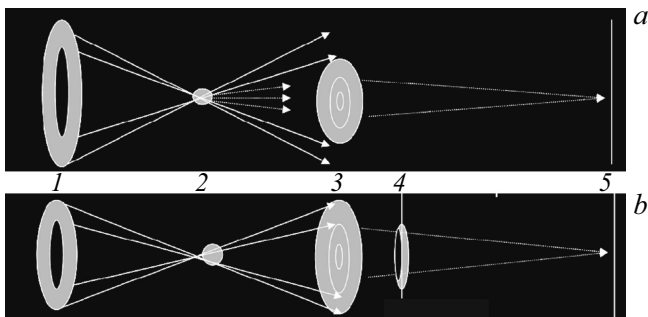
Как показано на рис. 4,  $b$ , в ТРМ из-за освещения образца полым конусом (полый конус РЛ может быть сформирован капиллярной оптикой [19]) способ создания темного поля заключается в установке кольцевой апертурной диафрагмы 4 для блокировки нерассеянного излучения [20]. Другой способ реализовать темное поле — использовать конденсор с высокой числовой апертурой, большей, чем числовая апертура зонной пластинки 3 [6,7]. Тогда на детектор попадет только рентгеновское излучение, рассеянное образцом (рис. 4,  $a$ ).

## 2.2. Метод на основе анализатора Лауэ

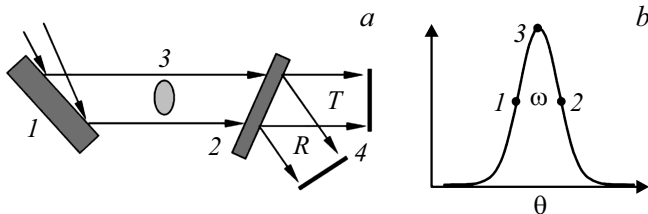
В методе исследуемый образец помещается между кристаллами двухкристального дифрактометра (рис. 5,  $a$ ). Его первый кристалл-монохроматор



**Рис. 3.** (а) Детектор с 7 активными сегментами [18]. (б) Светлопольное (слева) и темнопольное (справа) изображения клетки фитопланктона [17] (см. текст).



**Рис. 4.** Оптические схемы ТРМ, работающие в режиме темного поля. 1 — сформированный конденсором пологий конический пучок РЛ, 2 — образец, 3 — объективная зональная пластинка Френеля, 4 — кольцо, блокирующее нерассеянное излучение, 5 — плоскость детектирования [18].



**Рис. 5.** (а) Схема метода на основе анализатора Лауэ: 1 — кристалл-монокроматор, 2 — кристалл-анализатор, 3 — исследуемый объект, 4 — детекторы,  $T$ ,  $R$  — прошедший и дифрагированный пучки, создающие соответственно темнопольное и светлопольное изображения; (б) кривая качания монокристалла: положение рабочей точки на склонах (1, 2) и в вершине (3) кривой качания ( $\omega$  — ширина кривой качания,  $\omega = 2C|\chi_{hr}|/\sin 2\theta_B$ ).

ограничивает угловую и спектральную расходимость первичного пучка РЛ и формирует широкий плосковолновой фронт. Второй кристалл-анализатор, расположенный между образцом и детектором, играет роль углового фильтра, который вырезает

из прошедшего через образец пучка только узкий угловой интервал. Присутствующие в образце градиенты фазы локально отклоняют РЛ от направления первоначального распространения. Это означает, что непреломленные рентгеновские лучи от объекта больше не проходят в направлении прошедшего пучка.

Двухмерное рентгеновское изображение на основе рефракции с использованием анализатора было впервые продемонстрировано Ингалом и Беляевской [21,22], где два изображения (темнопольное и светлопольное) получаются одновременно.

Здесь наибольший фазовый контраст следует ожидать при положении рабочей точки на склонах кривой качания (точки 1, 2 на рис. 5, б) анализатора. Но при этом не удастся полностью избавиться от динамического фона.

Интенсивность дифрагированного  $I_R(W)$  и прошедшего  $I_T(W)$  рентгеновских пучков при условии отсутствия поглощения и симметричной дифракции (углы между внутренней нормалью к поверхности и направлениями падающего и дифрагированного пучков равны) может быть описана следующим образом [8]:

$$I_T(W) = \sin^2 \left( t\pi (1 + W^2)^{1/2} / \Lambda \right) / (1 + W^2), \quad (2)$$

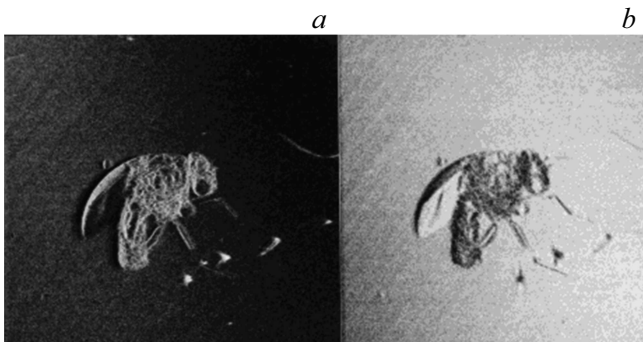
$$I_R(W) = \left\{ \cos^2 \left[ t\pi (1 + W^2)^{1/2} / \Lambda \right] + W^2 \right\} / (1 + W^2), \quad (3)$$

$$I_T(W) + I_R(W) = 1, \quad (4)$$

$$\Lambda = \lambda \cos \theta_B / C |\chi_{hr}|, \quad (5)$$

$$\chi_{hr} = - (re\lambda^2 / \pi V) F_{hr}, \quad (6)$$

где  $t$ ,  $W$ ,  $\Lambda$  — являются толщиной анализатора, отклонением угла от точного условия Брэгга и глубиной экстинкции соответственно,  $W = 2\Lambda \sin \theta (\Delta\theta_B + \Delta\theta_0) / \lambda$ ,  $\Delta\theta_B$  угол отклонения от угла Брэгга  $\theta_B$ ,  $\Delta\theta_0$  — коррекция угла Брэгга из-за рефракции РЛ,  $\chi_{hr}$  — реальная часть фурье-компоненты поляризуемости кристалла, поляризационный множитель  $C = 1$  для компонент волнового поля, поляризованных перпендикулярно



**Рис. 6.** Изображение насекомого в режиме темного поля (*a*) и в режиме светлого поля (*b*) (размер поля зрения  $5 \times 5$  mm) [8].

плоскости рассеяния ( $\sigma$ -поляризация), и  $C = \cos 2\theta_B$  для компонент, поляризованных в этой плоскости ( $\pi$ -поляризация),  $V$  — объем элементарной ячейки,  $r_e = e/mc^2$  — классический радиус электрона,  $F_{hr}$  — реальная часть структурной амплитуды.

Если рабочая точка, характеризующая относительное угловое положение монохроматора и анализатора, находится на вершине кривой качания (точка 3 на рис. 4, *b*), т.е. когда  $W = 0$ , формулы (2) и (3) примут следующий вид:

$$I_R(W = 0) = \cos^2(\pi t/\Lambda),$$

$$I_T(W = 0) = \sin^2(\pi t/\Lambda).$$

Подбором энергии первичного пучка и толщины кристалла-анализатора можно добиться выполнения условия  $I_R(W = 0) = 1$ ,  $I_T(W = 0) = 0$ , когда интенсивность прошедшего пучка практически равна нулю. Это означает, что прошедший пучок состоит только из рассеянных РЛ, изменивших траекторию в результате взаимодействия с образцом. При этом за счет слабого (нулевого) фона можно ожидать получения высококонтрастных темнопольных изображений.

На рис. 6 показано изображение насекомого в режиме темного поля (рис. 6, *a*) и в режиме светлого поля (рис. 6, *b*).

Поскольку при распространении в кристалле волновое поле заполняет весь треугольник Бормана, темнопольное изображение при симметричной дифракции испытывает размытие  $\delta T$ :  $\delta T = 2t \sin \theta_B$ . Можно уменьшить деградацию разрешения за счет уменьшения основания треугольника Бормана, т.е. за счет утончения анализатора. В результате использование более тонкого анализатора приведет к повышенной четкости изображения. Еще один способ уменьшения основания треугольника Бормана — уменьшить угол  $2\theta_B$  при его вершине. Для этого требуется более короткая длина волны и/или рефлекс с малыми индексами Миллера [23,24].

Метод нашел применение в медицине для визуализации костей [25], суставного хряща [26–28] и молочной железы [29].

### 3. Косвенные мультимодальные методы темнопольной визуализации

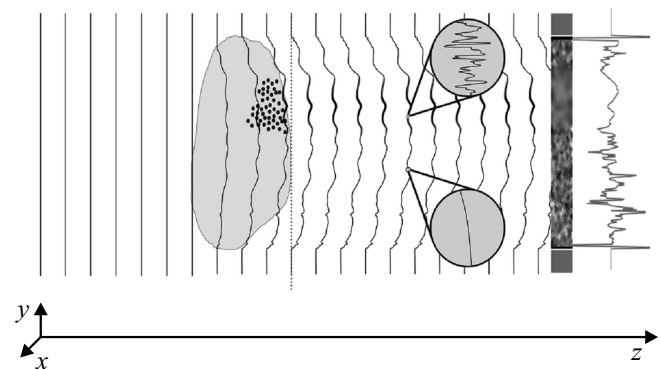
Однако рассмотренные в предыдущем разделе методы рентгеновской микроскопии и метод на основе анализатора Лауэ не дают возможности разделить эффекты рефракции и МУРР. Использование мультимодальных методов рентгеновской визуализации позволяет разделить картины поглощения, рефракции и рассеяния рентгеновского излучения в процессе одного эксперимента. МУРР проявляется на изображениях как локальное размытие и/или ослабление интенсивности изображения, и для доступа к этой информации требуется числовая обработка экспериментальных данных.

#### 3.1. Метод распространения

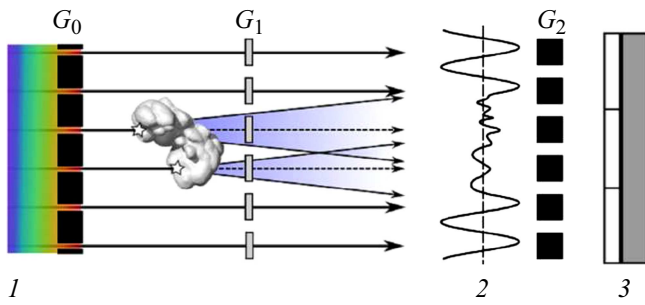
Простейшим из мультимодальных методов рентгеновской визуализации является визуализация на основе распространения [9,30,31], которая использует распространение в свободном пространстве пространственно когерентных РЛ, прошедших через образец и зарегистрированных детектором.

На волновой картине (рис. 7) рентгеновское волновое поле при прохождении через образец приобретает фазовые сдвиги. Фаза выходящего волнового поля может быть разделена на медленно меняющуюся компоненту, связанную со структурой образца с пространственным разрешением, приводящую к возникновению фазово-контрастного сигнала на основе распространения, и быстро меняющуюся компоненту, связанную с неразрешенной микроструктурой, приводящей к возникновению сигнала темного поля.

Традиционно в рентгеновской визуализации эффекты темного поля не учитывались или считались незначительными. В этом контексте уравнение переноса интенсивности (ТИЕ) [33] может быть использовано для моделирования формирования изображений интенсивности рентгеновского излучения на детекторе, расположенном за образцом на расстоянии  $z = \Delta$  вдоль оптической оси.



**Рис. 7.** Схема распространения плоского волнового поля, искаженного образцом с неразрешенной микроструктурой [32] (см. текст).



**Рис. 8.** Схема формирования темнопольного изображения в рентгеновском интерферометре Тальбота-Лау:  $G_0$ ,  $G_1$ ,  $G_2$  — решетки,  $I$  — полихроматическое рентгеновское излучение,  $2$  — интерференционная картина на выходе решетки  $G_1$ , возникшая в результате МУРР на мелкодисперсных включениях (камней в почках — отмечены звездочками),  $3$  — пиксельный детектор [48].

Это распространение в свободном пространстве приводит к полосам интенсивности на изображении [30,34], которые могут использоваться в алгоритмах восстановления фазы для получения количественной информации об образце [35].

Однако если в образце присутствует неразрешенная пространственно-случайная микроструктура, то также будет присутствовать МУРР. Этот дополнительный эффект при моделировании параксиального жесткого рентгеновского изображения тонких объектов может быть учтен при использовании строгого теоретического формализма, разработанного с использованием волновой оптической теории [36] или более общего уравнения, чем ТПЕ, а именно уравнения Фоккера–Планка [37].

Уравнение Фоккера–Планка также можно рассматривать как уравнение переноса интенсивности с добавлением диффузионного члена [15,38]:

$$I(x, y, z + \Delta) \approx [1 + \Delta^2 D(x, y) \nabla_{\perp}^2] I(x, y, z) - (\Delta/k) \nabla_{\perp} [I(x, y, z) \nabla_{\perp} \varphi(x, y, z)]. \quad (7)$$

Здесь  $I$  — интенсивность поля монохроматической скалярной волны,  $\varphi$  — его фаза,  $k$  — волновое число ( $k = 2\pi/\lambda$ ),  $\nabla_{\perp}^2 = (\partial_x, \partial_y)$  — градиентный оператор по поперечным координатам  $(x, y)$ ,  $\nabla_{\perp}^2 \equiv \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$  — лапласиан в плоскости  $(x, y)$ , перпендикулярной оптической оси  $z$ . Вышеприведенное выражение одновременно включает в себя как когерентный, так и диффузный поток энергии за образцом.

Поскольку измеряемая величина размытия изображения  $L$  зависит от расстояния образца до детектора  $\Delta$  (формула (2)), при использовании уравнения Фоккера–Планка для определения сигнала темного поля достаточно двух экспозиций образца. Для первой экспозиции рекомендуется использовать небольшое расстояние распространения  $\Delta$ , которое удовлетворяет условию ближнего поля ( $\Delta \leq 2\pi\xi d/\lambda$ , где  $\lambda$  — длина волны,  $\xi$  — длина поперечной когерентности,  $d$  — средний

размер рассеивающей неоднородности) при выполнении восстановления фазы, чтобы особенности образца могли быть разрешены, поскольку эти особенности могут быть размыты эффектами темного поля на больших расстояниях распространения. При повторной съемке рекомендуется использовать большее расстояние распространения, где эффекты темного поля визуально очевидны, для извлечения темного поля, отметив, что они должны по-прежнему удовлетворять требованиям условия ближнего поля. Использование трех различных расстояний распространения позволило бы отдельно определить фазу, абсорбцию и сигнал темного поля [32].

Поскольку темное поле связано с рассеянием, оно сильно зависит от энергии РЛ. Поэтому альтернативным подходом изменению расстояния может быть изменение энергии пучка РЛ. В работе [39] была предложена концепция построения изображения в темном поле на основе метода распространения (с использованием уравнения Фоккера–Планка) в предположении, что образец состоит из одного материала и что сигнал темного поля в пространстве меняется медленно.

Мультиэнергетическая реконструкция открывает возможности для использования детекторов с энергетической дискриминацией, дает возможность осуществлять сбор данных при однократной экспозиции в режиме временного разрешения [39].

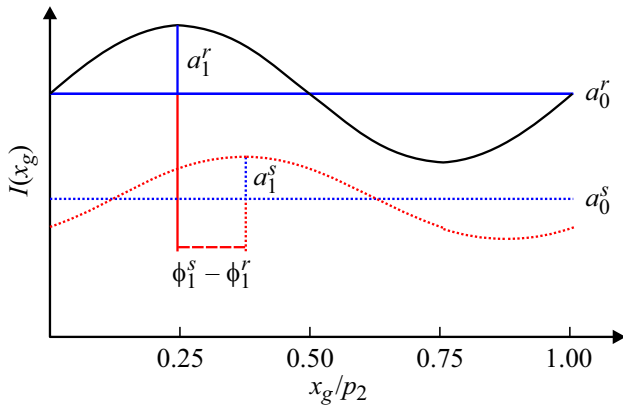
Недавно был разработан более эффективный алгоритм извлечения темнопольного сигнала для случая объектов, состоящих преимущественно из одного материала или нескольких разных материалов с близкими отношениями реальной к мнимой части комплексного показателя преломления; предлагаемый метод требует одного изображения для выделения темнопольного сигнала в 2D-визуализации. В случае томографической визуализации метод требует получения только одного изображения для каждого угла проекции [9]. Алгоритм был применен в маммографии для анализа 3D-изображений пяти свежих мастэктомий, содержащих микрокальцинаты [40].

### 3.2. Интерферометр Тальбота

Отметим, что именно интерферометр Тальбота предложил путь для широкого применения визуализации в темном поле [10,41–43].

В 1836 г. Тальбот [44] обнаружил, что при прохождении первичной когерентной волны через периодическую структуру, например дифракционную решетку, за этой структурой наблюдается самовоспроизведение ее изображения на расстояниях  $d_T = 2mp^2/\lambda$  ( $p$  — период решетки,  $m = 1, 2, 3, \dots$ ). Это явление называется эффектом Тальбота, а расстояние  $d_T$  — расстоянием Тальбота.

Рентгеновский интерферометр Тальбота состоит из двух дифракционных решеток  $G_1$  и  $G_2$ . Первая решетка  $G_1$  с периодом  $p_1$  выполняет функцию светоделиителя и вызывает периодическую модуляцию вол-



**Рис. 9.** Измеренная интенсивность в пикселе детектора для эталонного сканирования (верхний индекс  $r$ ) и сканирования с образцом (верхний индекс  $s$ ) в течение одного цикла пошагового изменения фазы [52].

нового фронта. Период френелевской интерференционной картины составляет порядка нескольких микрон, и, как правило, он намного меньше разрешения детектора. Поэтому необходимо разместить перед детектором вторую решетку  $G_2$  с сильно поглощающими линиями. Эта решетка действует как анализатор, поскольку она преобразует положения интерференционных полос в значения интенсивности. Решетка  $G_2$  с периодом  $p_2 = p_1/\eta$  ( $\eta = 1, 2$ ), выполненная из сильно поглощающего РЛ материала, находится в одной из плоскостей максимальной контрастности интерференционной картины [45–47].

Источники СИ и микрофокусные рентгеновские трубки в большинстве случаев удовлетворяют условию когерентности, но это не так с обычными рентгеновскими трубками. В последнем случае для получения фазово-контрастного изображения перед источником необходимо установить абсорбционную решетку  $G_0$  (рис. 8). Такая конструкция, состоящая из трех решеток, носит название интерферометра Тальбота–Лау. В нем функция решетки  $G_0$  состоит в создании ряда индивидуальных когерентных, но взаимно некогерентных субисточников.

В настоящее время сигналы абсорбционного, фазового и темнопольного контраста можно получить методом фазового шага [49]. Основная идея метода состоит в том, чтобы оценить локальные изменения колебаний интенсивности  $I(m, n, x_g)$ , вызванные объектом, и построить по этим нескольким сигналам изображения, включая изображение в темном поле [10,50,51]. При ступенчатом перемещении одной из решеток в направлении  $x_g$ , перпендикулярном линии решетки, сигнал интенсивности  $I(m, n)$  в каждом пикселе  $m, n$  детектора следует синусоидальной кривой (так называемая кривая фазового шага) (рис. 9). За один период  $p_2$  выполняется только конечное число шагов  $N_{ps}$ . Тогда зарегистрированная интенсивность  $I_k(m, n)$  может быть записана в виде ряда

Фурье:

$$I_k(m, n, x_g) = \sum_i a_i(m, n) \sin(2\pi i k x_g + \varphi_i(m, n)) \\ \approx a_0(m, n) + a_1(m, n) \sin(2\pi k x_g + \varphi_1(m, n)), \quad (8)$$

где  $a_i$  — амплитудные коэффициенты,  $\varphi_i$  — соответствующие фазовые коэффициенты,  $k = 2\pi/p_2$ , а  $p_2$  — период решетки  $G_2$ . Коэффициенты  $a_0$ ,  $a_1$  и  $\varphi_1$  извлекаются из полученного набора данных  $I_k$  кривой фазового шага с помощью быстрого преобразования Фурье [10,47] и используются для вычисления абсорбционных, фазово-контрастных и темнопольных изображений. Для этого требуется не менее трех измерений ( $N_{ps} \geq 3$ ) как в отсутствие образца (эталонное измерение), так и с введенным в пучок образцом; обычно количество измерений находится в диапазоне 5–11 [10]. Тогда, если определить видность кривой фазового шага как  $v(m, n) = a_1/a_0$ , темнопольный сигнал  $V$  будет даваться формулой

$$V(m, n) = v^s(m, n)/v^r(m, n) \\ = a_1^s(m, n)a_0^r(m, n)/a_0^s(m, n)a_1^r(m, n), \quad (9)$$

где верхние индексы  $r$  и  $s$  соответствуют измерениям без образца и с образцом.

Эксперименты на мышах [53,54] показали, что здоровая легочная ткань обнаруживает очень сильный сигнал темного поля, генерируемый МУРР на множественных границах воздух-ткань, которые характеризуют микроархитектуру нормальной легочной паренхимы. Действительно, на рентгенограммах всего тела мышей легкие выделяются как единственный орган, который генерирует самый сильный сигнал в темном поле (рис. 10) [55]. Ввиду тесной связи между альвеолярной структурой и функциональным состоянием легких возможность получения темнопольного изображения легких имеет большое значение для респираторной медицины и может помочь диагностировать и лечить легочные заболевания [56–58].

Визуализация легких, возможно, на данный момент является наиболее многообещающим медицинским клиническим применением рентгеновской визуализации в темном поле [59].

Другие потенциальные клинические применения интерферометра Тальбота для рентгеновской визуализации в темном поле включают обнаружение инородных тел в пищевых продуктах [60,61], дифференциацию камней в почках [48], исследование костных структур [62,63], а также маммографию. В диагностике многоочагового роста опухоли маммография в темном поле превосходит стандартные методы визуализации молочной железы, обеспечивая лучшее разрешение небольших, кальцифицированных опухолевых узлов, демаркацию границ опухоли [64–66].

Визуализация в темном поле используется для промышленных применений, например для обнаружения пустот, трещин или расслоений [66,67].



**Рис. 10.** Рентгенограмма всего тела здоровой мыши *in vivo*: абсорбционное изображение (а) и изображение в темном поле (б), иллюстрирующие, что ткани, такие как легкие и мех, генерируют сигнал МУРР [55].

Интерферометр Тальбота также может быть использован для компьютерной темнопольной томографии [68–70].

Если образец рассеивает РЛ чисто изотропно, его темнопольный сигнал не зависит от ориентации. Однако если образец демонстрирует частично анизотропное рассеяние, формирование сигнала зависит от ориентации, и, таким образом, его значительно труднее реконструировать. Для получения направленного сигнала темного поля наиболее часто используется метод одномерной (1D) решеточной интерферометрии, поскольку диффузное рассеяние наиболее ярко выражено ортогонально линиям решетки.

Двумерную ориентацию микроstructures в образце возможно вычислить с использованием нескольких изображений в темном поле, полученных с помощью процедуры фазового шага в различных угловых положениях образца при его вращении вокруг направления распространения пучка [68,69]. Для осуществления томографической реконструкции анизотропного сигнала МУРР был предложен метод анизотропной рентгеновской томографии в темном поле [71–74], основанный на работах, выполненных Малеки и др. [75] и Фогелем и др. [76].

Формирование сигнала темного поля зависит от трех величин, а именно от направления рентгеновского излучения, направления чувствительности темного поля и ориентации анизотропной микроstructures. Авторы работы [77] предложили очень общую модель, в которой все три величины рассматриваются как произвольные трехмерные векторы. Это позволяет моделировать не только систему с параллельным пучком и перпенди-

кулярным направлением чувствительности, но и произвольную геометрию сбора данных. В отличие от существующих проекционных 2D-моделей, где траектория изображения predetermined, эта модель позволяет отображать произвольные трехмерные траектории сканирования, такие как, например, винтовая траектория.

Для получения сигналов в нескольких ориентациях образцы или одномерные решетки необходимо вращать вокруг направления распространения пучка, что требует много времени, если необходимо сканировать множество направлений при исследовании неизвестного образца. Использование двумерного (2D) интерферометра с двумерными решетками может обеспечить до 4 направлений сигналов темного поля без вращения образца [78], однако растровое сканирование в каждом направлении по-прежнему необходимо.

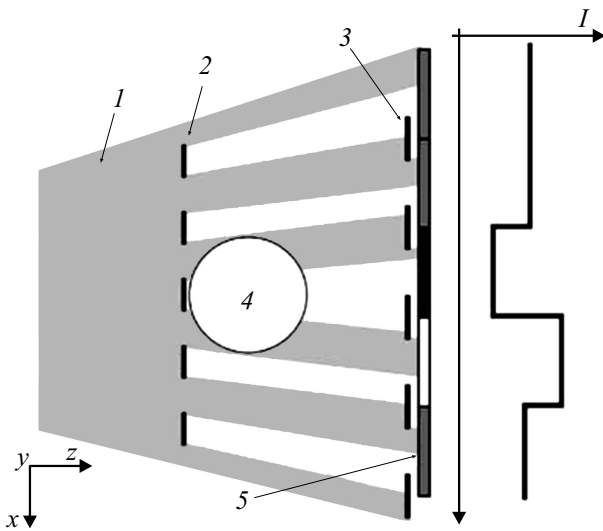
В настоящее время полимеры, армированные волокнами, широко используются в автомобилестроении и многих других отраслях промышленности. Ориентация волокон имеет решающее значение для механической прочности деталей. Благодаря анизотропии рассеяния контраст темного поля позволяет обнаруживать локальные ориентации волокон в полимерах [60,70–82]. В работе [83] сообщалось об определении ориентации волокон в картоне, а авторы работы [84] использовали направленную рентгеновскую визуализацию в темном поле для анализа археологических находок.

Диагностика и мониторинг лечения остеопороза являются серьезной проблемой общественного здравоохранения из-за его связи с хрупкими переломами. Остеопороз характеризуется не только потерей минеральной плотности костной ткани, но также снижением качества костей, в том числе ухудшением трабекулярной микроstructures. В работах [85–87] была исследована корреляция между рентгеновской направленной радиографией и трабекулярной микроstructures. Таким образом, изменения трабекулярной структуры кости из-за остеопороза или лечения, связанного с остеопорозом, могут быть обнаружены намного раньше и с более высокой чувствительностью по сравнению с обычными рентгеновскими методами.

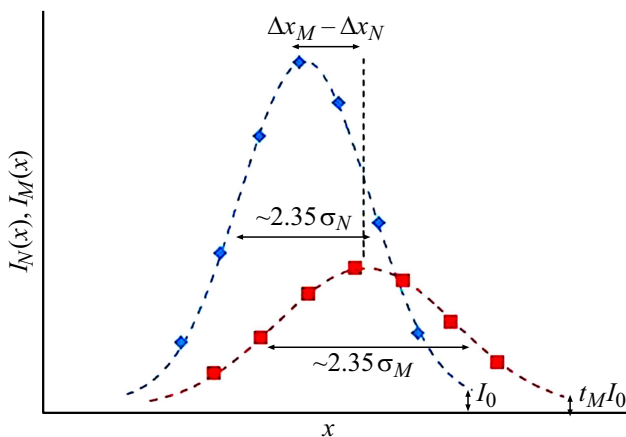
### 3.3. Метод краевого освещения

Оба описанных выше мультимодальных метода являются интерференционными, т. е. требуют использования когерентного излучения, что часто сопряжено с потерями интенсивности рассеяния.

Метод краевого освещения — это неинтерферометрический метод, впервые продемонстрированный на синхротронных источниках в конце 90-х годов [88]. Позже он был адаптирован к коммерчески доступным источникам рентгеновского излучения, которые имеют большие размеры фокусного пятна без необходимости коллимации источника. Стандартная экспериментальная установка состоит из двух периодических поглощающих



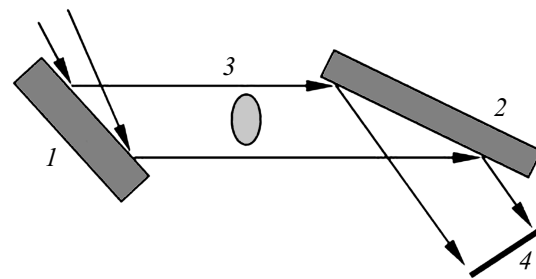
**Рис. 11.** Принципиальная схема метода краевого освещения: 1 — первичный пучок РЛ, 2 — маска образца, 3 — маска детектора, 4 — образец, 5 — пиксель детектора [90].



**Рис. 12.** Пример кривых освещения, измеренных с образцом (квадраты) и без него (ромбы). Введение в пучок образца вызывает уменьшение интенсивности, латеральные сдвиги и расширение кривой, что позволяет извлекать сигналы поглощения, преломления и МУРР соответственно [91] (см. текст).

структур, часто называемых масками, которые помещаются перед образцом и детектором соответственно (рис. 11). Маска образца 2 разбивает входящий рентгеновский пучок 1 на серию отдельных пучков, разделенных периодом маски  $p_1$ , в то время как поглощающие края маски детектора 3 расположены так, чтобы каждый из отдельных пучков мог попасть на границу между двумя пикселями. Маски разработаны таким образом, чтобы их периоды соответствовали размеру пикселя детектора. Следовательно, пиксель детектора чувствителен к смещению пучка, вызванного рефракцией РЛ [89].

По мере того, как маска образца перемещается вдоль оси  $x$ , а доля пучка, достигающего детектор, изменяется,



**Рис. 13.** Схема экспериментальной установки: 1 — монохроматор, 2 — кристалл-анализатор, 3 — образец, 4 — детектор.

освещение каждого пикселя модулируется с помощью так называемой кривой освещения.

Для разделения сигналов поглощения, фазы и МУРР в системе с краевым освещением требуются как минимум три проекции интенсивности. Каждая из этих проекций получена с маской образца при ее различном смещении относительно маски детектора, что соответствует экспозициям в разных положениях на кривой освещения (рис. 12).

Извлечение сигнала темного поля начинается с измерения кривой освещения без образца. Затем измеряется кривая освещения с введенным в пучок образцом. Две кривые аппроксимируются гауссианами, а кривая с образцом ( $I_M(x)$ ) затем сравнивается с соответствующей кривой ( $I_N(x)$ ), полученной без образца [91]:

$$I_N(x) = t_N (2\pi\sigma_N^2)^{-1/2} \exp[-(x - \Delta x_N)^2 / 2\sigma_N^2] + I_0, \tag{10}$$

$$I_M(x) = t_M \left\{ t_N (2\pi\sigma_M^2)^{-1/2} \exp[-(x - \Delta x_M)^2 / 2\sigma_M^2] + I_0 \right\}. \tag{11}$$

Поглощение РЛ приводит к уменьшению площади гауссиана, преломление — к изменению положения центра гауссиана, а МУРР — к изменению ширины гауссиана [92].

Сравнение между  $I_M(x)$  и  $I_N(x)$  позволяет отдельно извлекать сигналы поглощения  $t_M$ , рефракции  $\Delta x_M - \Delta x_N$  и МУРР  $\sigma_M^2 - \sigma_N^2$  путем измерения кривой освещения [92,93].

### 3.4. Метод на основе анализатора Брэгга

Метод на основе анализатора Брэгга [12,94–98] получил широкое распространение в биомедицине [99,100] и материаловедении [101].

В этом методе, как и в методе анализатора Лауэ, исследуемый образец помещается между кристаллами двухкристального дифрактометра [100,102] (рис. 13). Его первый кристалл-монохроматор 1 ограничивает угловую и спектральную расходимость первичного пучка РЛ. Второй кристалл-анализатор 2, расположенный между образцом 3 и детектором 4, играет роль углового фильтра.



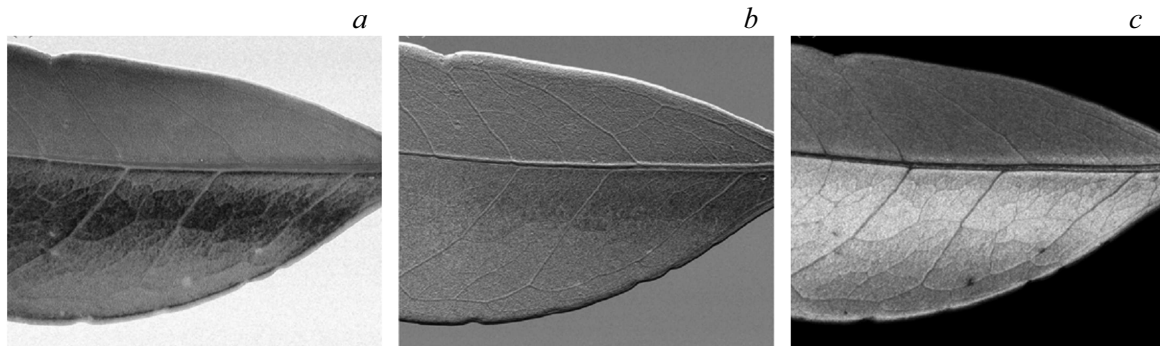


Рис. 14. Параметрические изображения листа: (а)  $I_R$  (поглощения), (б)  $\Delta\theta_R$  (преломления) и (с)  $\sigma^2$  (МУРР) [104].

Когда рабочая точка находится на склоне кривой качания, достижима максимальная динамика контрастности изображения: чем уже ширина кривой качания, тем выше чувствительность метода к изменению фазы.

Для эффективного разделения сигналов поглощения, преломления, МУРР и их точной количественной оценки было предложено несколько алгоритмов [99,103].

В работах [104,105] был описан алгоритм с тремя изображениями, который обеспечивает простой способ представления трех эффектов в трех разных параметрических изображениях.

Пусть  $\theta_j \{j \in [1, 3]\}$  — три различных положения рабочей точки на кривой качания, дающие три различных изображения  $I_j = I(\theta_j)$  одного и того же объекта. Систему из трех уравнений можно получить, написав уравнение для каждого изображения  $I_j$ :

$$I_j = (I_R/2) [2R_j + 2R'_j\Delta\theta_R + R''_j(\Delta\theta_R)^2 + R''_j\sigma^2],$$

$$j \in [1, 3], \quad (12)$$

где  $R_j$ ,  $R'_j$  и  $R''_j$  соответствуют значениям кривой качания и его первой и второй производным, вычисленным в угловом положении  $\theta_j$ . Решение системы в уравнении (12) дает три параметрических изображения, а именно изображение поглощения  $I_R$ , рефракционное изображение  $\Delta\theta_R$  и изображение в темном поле  $\sigma^2$  (рис. 14).

Если два изображения получаются с каждого склона кривой качания (рис. 5, b), где  $R''_1 = R''_2 = 0$ , причем  $I_1 = I_2$  (рис. 5, b), тогда решение системы (12) даст уравнение для сигнала МУРР:

$$\sigma^2 = [I_2/I_R - R_2 - R'_2(\Delta\theta_R)]/R''_2 - (\Delta\theta_R)^2. \quad (13)$$

Более того, если  $I_3$  соответствует положению рабочей точки в пике кривой качания ( $R'_3 = 0$ ), уравнение (13) еще больше упрощается:

$$\sigma^2 = 2(I_2/I_R - R_2)/R''_2 - \Delta\theta_R^2. \quad (14)$$

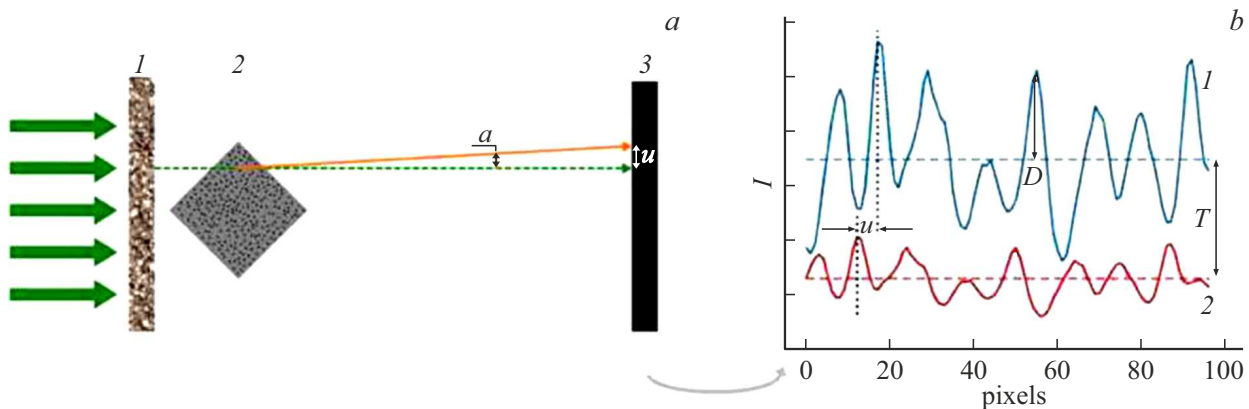
Следует отметить, что метод дает количественную информацию в угловом диапазоне справедливости разложения Тейлора, т. е. для малых углов преломления и рассеяния (порядка нескольких  $\mu\text{rad}$ ), которые существенно

меньше ширины кривой качания. Если угол рассеяния превышает этот предел, алгоритмы, как правило, дают сбой, и наблюдается насыщение [105]. Чтобы преодолеть эти ограничения, был предложен новый аналитический алгоритм [106], основанный на трех изображениях, названный гауссовой обобщенной дифракционной улучшенной визуализацией ( $G^2\text{DEI}$ ), способный использовать более широкий диапазон углов преломления и рассеяния (более десяти  $\mu\text{rad}$ ), который необходимо обеспечить, например, при исследовании биологических объектов.

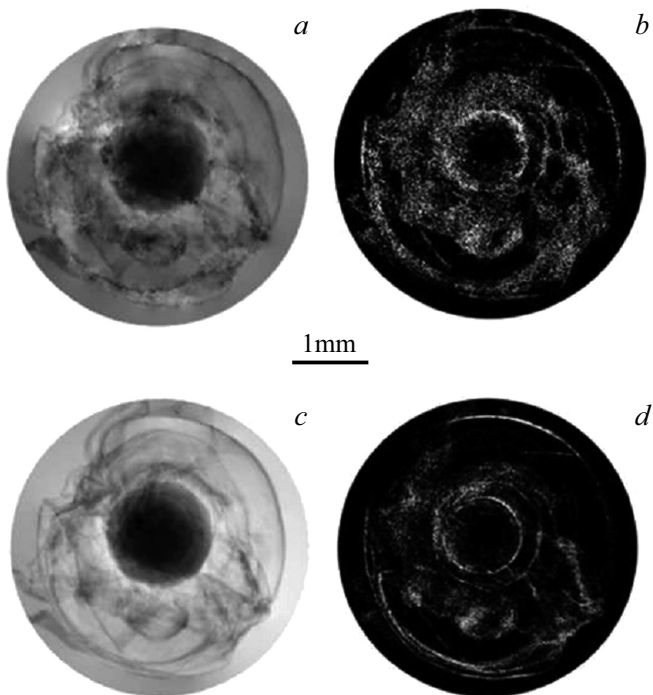
В 2003 г. Пагот и др. [107], Олтулу и др. [108] и Верник и др. [109] независимо друг от друга разработали статистические методы, которые позволяют реконструировать кривую качания анализатора попиксельно путем удобного объединения нескольких изображений, соответствующих разным местам кривой качания. Авторы работы [109] назвали разработанный метод мульти-имиджевой рентгенографией — МИР (multiple-image radiography — MIR). Метод заключается в получении двух серий  $N$  ( $N \geq 3$ ) изображений в разных положениях кристалла-анализатора с образцом и без него соответственно. Затем сравниваются „эталонная“ (полученная без образца) и „объектная“ (полученная с образцом) кривые качания.

Процесс реконструкции МИР в приложении к анализатору Лауэ был предложен и использован в работе [110]. Одновременная регистрация как прошедшего, так и дифрагированного изображений образца с большим полем зрения позволяет существенно упростить и ускорить сбор данных, а также уменьшить радиационную дозу, что важно для исследования биологических объектов [110–112].

Однако использование статистических методов увеличивает время визуализации и дозу рентгеновского облучения образца из-за необходимости получения большего количества изображений. Иной подход к извлечению соответствующих параметров состоит в подгонке функциональной формы к измеренным кривым качания при ограниченном количестве положений рабочей точки. Это может потребовать больших вычислительных ресур-



**Рис. 15.** (а) Схема эксперимента по рентгеновской спекл-визуализации: 1 — диффузор, 2 — образец, 3 — пиксельный детектор. (б) Линейный график эталонной (кривая 1) интенсивности и интенсивности после введения в пучок РЛ образца (кривая 2), отображающий падение интенсивности (штриховые горизонтальные линии) из-за поглощения  $A = (1 - T)$ , смещение  $u$  из-за рефракции РЛ на угол  $\alpha$  и уменьшение амплитуды  $D$  (после коррекции на поглощение РЛ) из-за МУРР [13].



**Рис. 16.** (а) Фазово-контрастные и (б) темнопольные изображения глазного яблока рыбы (кильки), полученные методом спекл-трекинга; (с) и (д) — аналогичные изображения, полученные методом спекл-сканирования в одном направлении [127] (см. текст).

сов, но позволит выполнять гибкую последующую обработку данных. Гауссиан — на первый взгляд очевидный выбор для подгоночной функции [113]. Но оказалось, что аппроксимация гауссианом не может одновременно правильно воспроизвести кривую качания в максимуме и на хвостах [101,114].

Среди различных альтернативных функций, аппроксимирующих кривую качания (таких как Пирсон VII [115]), функция псевдо-Фойгта (PsdV) оказалась наиболее подходящей для соответствия экспериментальным данным. Функция Фойгта представляет собой свертку функций Гаусса и Лоренца, тогда как функция PsdV представляет собой более простую взвешенную сумму этих двух функций в качестве близкого приближения к функции Фойгта. Было показано [114], что для хорошей подгонки необходимо минимум 5 рабочих точек и что диффузная часть (МУРР) характеризуется лоренцевскими хвостами, т.е. может распространяться на углы, более чем в десять раз превышающие ширину кривой качания.

### 3.5. Метод на основе спеклов

Когда объект, состоящий из элементов с высокой пространственной частотой, помещается в когерентный или частично когерентный фотонный пучок, спекл-структура генерируется комбинацией многочисленных волн одной частоты, но с разными фазами и амплитудами. В ближнем поле размер спеклов не зависит от расстояния до фазовой мембраны или энергии рентгеновского излучения [116,117]. Это замечательное свойство позволяет использовать спеклы ближнего поля для исследования неоднородных систем [118].

Критериями, определяющими хороший генератор спеклов, являются видность зерен спеклов на изображениях и их размер. На практике размер зерен следует выбирать так, чтобы он покрывал несколько пикселей изображения ( $< 10$  пикселей) и имел минимальный контраст 0.1, где контраст можно определить как стандартное отклонение от средней интенсивности. В зависимости от энергии фотонов и используемого детектора могут оказаться подходящими различные варианты, такие как гранулированные материалы, наждачная бумага, фильтры

(например, целлюлоза с микрометровыми размерами пор) [119].

Что касается источника рентгеновского излучения, то требования, предъявляемые методом на основе спеклов, умеренные. Рентгеновские спекл-изображения могут быть выполнены на полихроматических лабораторных источниках [120], а требования к временной когерентности невысоки [121].

Базовая установка для эксперимента по спекл-визуализации показана на рис. 15,а [13]. Рентгеновский пучок падает на рассеиватель (диффузор)  $I$ , например на кусок наждачной бумаги, создавая случайную эталонную спекл-структуру в плоскости детектора. Когда образец 2 вводится в пучок, спекл-картина модулируется присутствием образца, и полученная интерференционная картина регистрируется детектором. Модуляция проявляется тремя способами, как показано на рис. 15,б: спеклы смещаются в горизонтальном направлении  $x$  и вертикальном направлении  $y$  на вектор  $\mathbf{u} = (u_x, u_y)$  из-за преломления в образце; средняя интенсивность изменяется за счет поглощения, а видность картины, т.е. амплитуда после учета поглощения, снижается из-за МУРР.

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

Первые реализации визуализации на основе рентгеновских спеклов были продемонстрированы в однократном режиме, так называемом рентгеновском спекл-трекинге (X-ray speckle-tracking — XST), для которого требуется только одно эталонное изображение с диффузором и одно изображение с диффузором и образцом в пучке [122,123].

Идея основана на физической модели спекл-интерференции в плоскости детектора, учитывающей модуляцию картины присутствием образца. Для определенного пикселя  $(x, y)$  образец интерференционной картины  $I$  может быть описан в терминах эталонной интерференционной картины  $I_0$ , но модулирован по интенсивности, амплитуде и положению свойствами образца [13]:

$$I(x, y) = T(x, y)[\hat{I}_0 + D(x, y)(I_0(x + u_x, y + u_y) - \hat{I}_0)]. \quad (15)$$

Здесь  $\hat{I}_0$  — средняя интенсивность эталонной картины,  $T(x, y)$  — локальное пропускание через образец, уменьшающее интенсивность спекл-рисунка. Амплитуда  $(I_0(x + u_x, y + u_y) - \hat{I}_0)$  эталонной картины уменьшается на коэффициент  $D(x, y)$ , соответствующий локальному сигналу темного поля.

Преломление в образце учитывается величинами  $u_x, u_y$ , описывающими смещение интерференционной картины в горизонтальном и вертикальном направлениях

соответственно. Для реконструкции изображения процедура минимизации уравнения (15) методом наименьших квадратов ведется попиксельно с использованием суммы по пикселям в окне анализа  $w$  в области пикселя  $(x_0, y_0)$  [13,120]:

$$L = \sum_{i=-M}^M \sum_{j=-M}^M w(x_i, y_j) \{I(x_i, y_j) - T(x_i, y_j)[\hat{I}_0 + D(x_i, y_j)(I_0(x_i + u_x, y_j + u_y) - \hat{I}_0)]\}^2. \quad (16)$$

Минимизация функции  $L$  дает мультимодальные сигналы изображения  $u_x, u_y, T$  и  $D$  [120]. Размер окна  $w$  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 [124]. Кроме того, XST не требует специального оборудования, необходимого для метода спекл-сканирования.

Основным недостатком XST является ограниченное пространственное разрешение, которое определяется размером окна анализа, которое должно быть больше, чем размер спекла. Конечным пределом разрешающей способности этого режима работы является размер спекла.

Режим спекл-сканирования (X-ray Speckle-Scanning Modes — XSS) больше подходит для приложений, где высокое разрешение важнее скорости получения изображения. Он может рассматриваться как обобщенная версия интерферометрии с рентгеновской решеткой в режиме фазового шага [125]. Однако анализ данных спекл-сканирования выполняется в реальном пространстве в отличие от анализа Фурье для интерферометрии с рентгеновской решеткой.

Режим спекл-сканирования был продемонстрирован двумя экспериментальными способами [126]: двумерным и одномерным сканированием. Этот метод требует, чтобы спекл-структура была смещена 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.

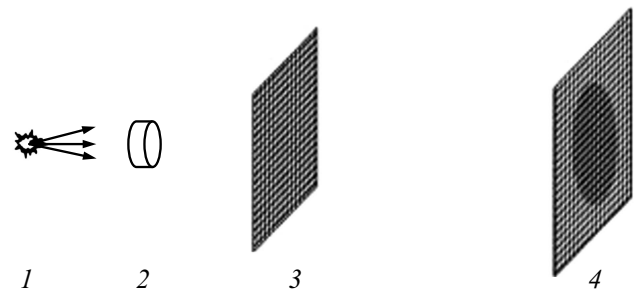
На рис. 16 приведены фазово-контрастные и темнопольные изображения глазного яблока рыбы (кильки). Качество фазово-контрастных изображений, полученных методом спекл-трекинга (рис. 16,а), низкое из-за плохого пространственного разрешения. Напротив, изображения высокого качества со значительно улучшенным пространственным разрешением были получены с ис-

пользованием метода спекл-сканирования, и все мелкие детали глазного яблока могут быть легко разрешены (рис. 16, *b*). Точно так же тонкие детали можно отчетливо наблюдать на изображении в темном поле на рис. 16, *c* по сравнению с изображением на рис. 16, *b* [127].

Чтобы уменьшить количество получаемых изображений, было предложено использовать два ортогональных 1D-скана вместо полного 2D-скана рассеивателя в случаях небольшого смещения спеклов. В этом режиме, который называется 1D XSS, рассеиватель перемещается только в одном направлении — по горизонтали или вертикали — с равноудаленными шагами, которые намного меньше среднего размера спекла и порядка размера пикселя. Это осуществляется без образца и с образцом в пучке. Реконструкция сигналов пропускания и темного поля выполняется так же, как и в реализациях 2D XSS и XST, путем наблюдения за локальными изменениями средней интенсивности и видности для каждого пикселя. Подход 1D XSS позволяет получать изображения значительно быстрее, чем 2D XSS. Однако для успешной реконструкции изображения необходимо получить несколько десятков кадров. Для большинства экспериментальных реализаций 1D XSS, найденных в литературе [13], использовался набор из 60 шагов диффузора, и сообщалось о минимум 40 шагах. Чувствительность реконструированных изображений неодинакова в двух ортогональных направлениях [13]. Чувствительность обычно снижается вдоль направления сканирования, поскольку она зависит от эффективного размера пикселя, а также от размера шага для направления сканирования. 1D XSS можно эффективно использовать в случаях с предпочтительным интересующим направлением, для которых сигналы образца в другом направлении не имеют решающего значения [13].

Подход 1D XSS требует значительно меньшего количества шагов диффузора, чем 2D XSS, что, однако, достигается за счет снижения чувствительности в направлении, ортогональном оси сканирования. Более того, для успешной реконструкции желательно использование еще нескольких позиций диффузора.

Существуют некоторые важные ограничения реализации визуализации на основе спеклов в режимах XST и XSS. В то время как подход XST довольно ограничен в пространственном разрешении, режимы XSS требуют большого количества кадров. Схема 1D XSS приводит к различной чувствительности для горизонтального и вертикального направлений и уменьшению разрешения. Были предприняты усилия по разработке экспериментальных реализаций, обеспечивающих компромисс между преимуществами и недостатками двух классических режимов XST и XSS. Для этой цели были предложены два подхода, а именно метод рентгеновского векторного спекл-трекинга (*x-ray speckle vector tracking — XSVT*) [128] и анализ унифицированных модулированных картин (*unified modulated*



**Рис. 17.** Устройство формирования изображения с одной сеткой. Оно включает в себя рентгеновскую трубку 1, образец 2, абсорбционную сетку 3 и рентгеновскую камеру 4 [14].

*pattern analysis — UMPA*) [120]. В отличие от режима XSS в случае расширенных методов положение диффузора может быть выбрано случайным образом, а размер шага должен быть значительно больше размера спекла. Это позволяет использовать менее точные и менее дорогостоящие ступенчатые перемещения диффузора. Однако они по-прежнему должны быть точными и воспроизводимыми, чтобы гарантировать, что образцы и эталонные изображения получаются в одних и тех же положениях диффузора. Количество необходимых шагов намного меньше, чем в случае XSS, что позволяет сократить время сканирования.

В методе XSVT сигнал в каждом пикселе рассматривается как вектор, составленный из измеренных интенсивностей во всех положениях диффузора [128]. Сигнал темного поля извлекается из отношения стандартных отклонений спекл-векторов с образцом и без образца в пучке. Восстановление изображений осуществляется на основе корреляции спекл-векторов [129]. Метод XSVT позволяет значительно уменьшить общее количество экспозиций образца при сохранении точности темнопольного сигнала.

В методе UMPA записываются изображения с несколькими случайными положениями  $n$  диффузора. Эта модель была впервые предложена для режима XST [120]. Для UMPA уравнение (15) справедливо для каждой интерференционной картины в положении диффузора  $n$ . В процессе минимизации функции  $L$  (уравнение (16)) суммирование теперь выполняется не только по всем пикселям в окне  $w$ , но и по всем положениям диффузора  $n$  [13]. Авторы работы [130] продемонстрировали возможность использования метода UMPA для извлечения направленного сигнала МУРР.

Как для XSVT, так и для UMPA-подходов использование окна анализа вокруг реконструируемого пикселя позволяет значительно сократить количество получаемых кадров за счет добавления информации от окружающих пикселей. Размер окна анализа обычно составляет всего несколько пикселей, что приводит к умеренному снижению пространственного разрешения. Тем не менее выбор количества шагов и размер окна

всегда взаимосвязаны. Окна большего размера обычно позволяют использовать меньше шагов диффузора, но приводят к снижению пространственного разрешения, в то время как большее количество позиций диффузора позволяет получать изображения с высоким разрешением с небольшим окном анализа за счет длительного времени сбора данных и высокой дозы облучения образца.

Количественная темнопольная томография была успешно реализована с использованием методов XST [120] и 1D XSS [127]. Однако, по мнению авторов работы [129], метод XSVT особенно хорошо подходит для мультимодальной томографии. Действительно, без каких-либо априорных предположений об образце он обеспечивает трехмерную визуализацию темнопольного сигнала, при этом пространственное разрешение изображений ограничено только свойствами используемого детектора.

Павлов и др. [131,132] для случая прозрачного объекта разработали метод мультимодального внутреннего отслеживания спеклов (multimodal intrinsic speckle tracking — MIST), который сочетает в себе описание параксиальной рентгеновской оптики по Фоккеру—Планку [38] с формализмом геометрического потока для отслеживания рентгеновских спеклов [133]. Метод был расширен для случая поглощающего объекта в работе [134]. Формализм MIST требует только двух наборов проекционных данных для двух разных поперечных положений маски, предполагая, что этот метод может быть пригоден для клинического применения, при котором доза облучения должна быть минимизирована.

Авторы работы [135] использовали шесть поперечных положений маски, чтобы оптимизировать отношение сигнал/шум. Однако с использованием того же подхода было исследовано меньшее количество положений маски, и результаты хорошо согласовывались с результатами Павлова и др. [131,132], демонстрируя, что двух положений маски достаточно для восстановления сигнала МУРР. В работе [136] был рассмотрен вариант быстрых изменений диффузного поля в объекте, что улучшает качество решения обратной задачи.

Метод MIST имеет то преимущество, что требует меньше изображений и, следовательно, требует более короткого времени вычислений за счет снижения степени общности в отличие, например, от метода UMPA [137].

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. Тогда уравнение (6) обобщается следующим анизотропным уравнением Фоккера—Планка для параксиальной рентгеновской визуализации при наличии как когерентных, так и диффузионных каналов потока энер-

гии [15,132,137]:

$$\begin{aligned} I(x, y, z + \Delta) \approx & I(x, y, z) - (\Delta/k)\nabla_{\perp} \\ & \times [I(x, y, z)\nabla_{\perp}\varphi(x, y, z)] \\ & + \Delta^2[D_{xx}(x, y)\partial^2/\partial x^2 I(x, y, z) \\ & + D_{yy}(x, y)\partial^2/\partial y^2 I(x, y, z) \\ & + 2D_{xy}(x, y)\partial^2/\partial xy I(x, y, z)]. \end{aligned} \quad (17)$$

### 3.6. Метод визуализации с одной сеткой

Метод визуализации с одной сеткой [14,138] представляет собой метод рентгеновской визуализации на основе абсорбционной сетки (рис. 17), которая помещается в освещающий ее пучок на некотором расстоянии от детектора, формируя эталонное изображение. Затем образец вводится в пучок близко к сетке, так что при распространении РЛ он искажает рисунок сетки в соответствии с фазовыми свойствами образца и размывает рисунок сетки в соответствии с свойствами МУРР образца [14,138,139].

Как следует из названия, для метода визуализации с одной сеткой требуется только один оптический элемент (сетка), и перед сбором данных не требуется ни ее калибровка, ни юстировка. Детектор должен иметь размер пикселя меньше периода сетки, чтобы можно было полностью разрешить картину интенсивности, сформированную сеткой. Сетка может быть заменена любым объектом, который создает картину интенсивности с высокой видимостью, например кусочком наждачной бумаги, и в этом случае метод известен как метод визуализации на основе спеклов.

Проекционное изображение объекта модулируется периодической сеткой, и спектр Фурье проекционного изображения становится сверткой спектра сетки и спектра объекта. В результате он содержит сильный первичный пик около нулевой пространственной частоты и, по крайней мере, два сильных гармонических пика, соответствующих периодичности сетки. Обратное преобразование Фурье областей вокруг этих пиков дает первичное изображение и два комплексно-сопряженных гармонических изображения. Поскольку рассеяние более сильно ослабляет компоненты с высокой пространственной частотой, чем компоненты с низкой пространственной частотой, отношение между гармоническим и первичным изображениями дает изображение МУРР [140].

Этот метод предполагает, что изображение сетки будет однородным по периоду по всему изображению, особенно для количественного поиска.

В качестве альтернативы сравнение искаженного образцом изображение сетки с ее эталонным изображением может быть осуществлено, используя локальную взаимную корреляцию вокруг каждого пикселя [138,139], поскольку метод анализа Фурье может дать сбой, когда

частота сетки перекрывается с частотой микроструктуры образца [138]. Метод пространственного отображения также может обеспечить лучшее пространственное разрешение, чем анализ Фурье [139], поскольку здесь сравниваются окна попиксельно, а внимание не фокусируется только на небольшой области пространства Фурье. Сигнал темного поля определяется выражением [141,142]

$$D = \exp(-\pi^2 \Delta^2 \theta^2 / 2p^2), \quad (18)$$

где  $\Delta$  — расстояние от образца до детектора, а  $\theta$  — угол раскрытия „веера МУРР“ (рис. 1),  $p$  — период сетки. Уравнение (18) описывает изменение сигнала МУРР с расстоянием распространения, которое можно „подогнать“ к сигналам МУРР, измеренным на нескольких различных расстояниях  $\Delta$  для точного определения эффективного угла рассеяния и дальнейшего определения смоделированной микроструктуры образца [141].

#### 4. Заключение

Рентгеновская темнопольная визуализация — перспективный метод исследования широкого класса объектов. Особая надежда связывается с его использованием в медицине и, в частности, с его внедрением в клиническую практику.

Из вышеизложенного следует, что для получения изображения в темном поле подавление динамического фона прямыми методами возможно осуществить несколькими способами:

- 1) непосредственной блокировкой нерассеянных образцов РЛ (метод рентгеновской микроскопии),
- 2) направлением прямого пучка РЛ мимо детектора (метод рентгеновской микроскопии),
- 3) минимизацией интенсивности динамического фона с использованием эффектов интерференции РЛ в кристалле (метод на основе анализатора Лауэ). При этом требуется подбор оптимальной толщины кристалла анализатора.

При распространении в некристаллическом объекте РЛ испытывают абсорбцию, рефракцию и малоугловое рассеяние. К сожалению, метод на основе анализатора Лауэ и метод рентгеновской микроскопии не позволяют разделить фазовый контраст и контраст, создаваемый МУРР. Напротив, рентгеновские косвенные методы (метод на основе распространения, интерферометр Тальбота, метод краевого освещения, метод на основе анализатора Лауэ, метод на основе спеклов, метод на основе одной сетки), являясь мультимодальными методами, позволяют разделить всех трех контрастов и, следовательно, осуществление темнопольной визуализации.

Эти методы отличаются оптическими схемами, приемами сбора данных и их обработки, различными экспериментальными ограничениями.

Существует много публикаций, в которых рассматриваются положительные и отрицательные качества мультимодальных методов (например, [143–146]).

Для визуализации на основе распространения и визуализации на основе анализатора требуются высококогерентные источники (в основном поперечная когерентность для визуализации на основе распространения и продольная когерентность для визуализации на основе анализатора Брэгга). Кроме того, визуализация на основе анализатора Брэгга требует точной юстировки и временных затрат при использовании лабораторных источников. Визуализация на основе распространения имеет очень упрощенную оптическую схему, но требование когерентности источника затрудняет ее использование в клинических условиях.

Решетчатая интерферометрия, краевое освещение, визуализация на основе спеклов и на основе сетки доказали возможность их использования с лабораторными источниками; однако интерферометр Тальбота и краевое освещение сложны в юстировке и чувствительны только к одному направлению рассеяния, что приводит к плохим характеристикам с точки зрения мощности шума при томографической реконструкции. Кроме того, наличие многочисленных оптических элементов в установках интерферометра Тальбота и краевого освещения часто требует большого времени сбора данных. Напротив, визуализация на основе спеклов и на основе сетки имеет простую настройку, учитывающую рассеяние в двух направлениях. Методы визуализации на основе спеклов и сетки, несмотря на их ограниченную чувствительность, имеют преимущество простоты реализации, которая может облегчить визуализацию в темном поле на клинических установках с гентри, вращающемся вокруг образца или пациента [146]. Тем не менее, несмотря на сложность юстировки, временные затраты и необходимость борьбы с артефактами [147–149], именно интерферометр Тальбота уже успешно используется в клинических диагностических установках [150–152].

#### Благодарности

Работа проведена в рамках выполнения задания НИЦ „Курчатовский институт“.

#### Список литературы

- [1] S.H. Gage. *Trans. Am. Microsc. Soc.*, **39** (2), 95 (1920). DOI: 10.2307/3221838
- [2] A. Yaroshenko, K. Hellbach, M. Bech, S. Grandl, M.F. Reiser, F. Pfeiffer, F.G. Meinel. *Curr. Radiol. Rep.*, **2** (7), 57 (2014). DOI: 10.1007/s40134-014-0057-9
- [3] S. Senck, M. Scheerer, V. Revol, B. Plank, C. Hanneschlager, C. Gusenbauer, J. Kastner. *Compos. Part A: Appl. Sci. Manuf.*, **115**, 206 (2018). DOI: 10.1016/j.compositesa.2018.09.023
- [4] B.K. Blykers, C. Organista, M. Kagias, F. Marone, M. Stamparoni, M.N. Boone, V. Cnudde, J. Aelterman. *J. Imaging*, **8** (10), 282 (2022). DOI: 10.3390/jimaging8100282

- [5] E.A. Miller, T.A. White, B.S. McDonald, A. Seifert. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **60** (1), 416 (2013). DOI: 10.1109/TNS.2012.2227803
- [6] S. Vogt, H.N. Chapman, C. Jacobsen, R. Medenwaldt. *Ultramicroscopy*, **87** (1-2), 25 (2001). DOI: 10.1016/s0304-3991(00)00065-6
- [7] G.-C. Yin, F. Duewer, X. Zeng, A. Lyon, W. Yun, F.-R. Chen, K.S. Liang. *Proc. SPIE*, **6317**, 631703 (2006). DOI: 10.1117/12.680216
- [8] M. Ando, A. Maksimenko, H. Sugiyama, W. Pattanasiriwisawa, K. Hyodo, C. Uyama. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **41** (9A), L1016 (2002). DOI: 10.1143/JJAP.41.L1016
- [9] T.E. Gureyev, D.M. Paganin, B. Arhatari, S.T. Taba, S. Lewis, P.C. Brennan, H.M. Quiney. *Phys. Med. Biol.*, **65** (21), 215029 (2020). DOI: 10.1088/1361-6560/abac9d
- [10] F. Pfeiffer, M. Bech, O. Bunk, P. Kraft, E. Eikenberry, C. Brönnimann, C. Grünzweig, C. David. *Nat. Mater.*, **7**, 134 (2008). DOI: 10.1038/nmat2096
- [11] A. Olivo, R. Speller. *Appl. Phys. Lett.*, **91** (7), 074106 (2007). DOI: 10.1063/1.2772193
- [12] В.А. Бушуев, А.А. Сергеев. *Письма в ЖТФ*, **24** (21), 55 (1998). [V.A. Bushuev, A.A. Sergeev. *Tech. Phys. Lett.*, **24** (11), 851 (1998). DOI: 10.1134/1.1262290].
- [13] M.-C. Zdora. *J. Imaging*, **4** (5), 60 (2018). DOI: 10.3390/jimaging4050060
- [14] H.H. Wen, E.E. Bennett, R. Korace, A.F. Stein, V. Pai. *Opt. Lett.*, **35** (12), 1932 (2010). DOI: 10.1364/OL.35.001932
- [15] D.M. Paganin, D. Pelliccia. *Adv. Imag. Electron Phys.*, **218**, 63 (2021). DOI: 10.1016/bs.aiecp.2021.04.002
- [16] В.В. Лидер. *УФН*, **187** (2), 201 (2017). DOI: 10.3367/UFNr.2016.06.037830 [V.V. Lider. *Phys. Usp.*, **60** (2), 187 (2017). DOI: 10.3367/UFNe.2016.06.037830].
- [17] B. Hornberger, M.D. de Jonge, M. Feser, P. Holl, C. Holzner, C. Jacobsen, D. Legnini, D. Paterson, P. Rehak, L. Strüder, S. Vogt. *J. Synchrotron Rad.*, **15** (4), 355 (2008). DOI: 10.1107/S0909049508008509
- [18] M. Feser, T. Beetz, M. Carlucci-Dayton, C. Jacobsen. *AIP Conf. Proc.*, **507** (1), 367 (2000). DOI: 10.1063/1.1291173
- [19] В.В. Лидер. *Опт. и спектр.*, **129** (11), 1444 (2021). DOI: 10.61011/OS.2024.04.58227.127-24 [V.V. Lider. *Opt. Spectrosc.*, **130** (14), 2156 (2022). DOI: 10.61011/OS.2024.04.58227.127-24].
- [20] H. Takano, K. Yokota, S. Aoki. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38** (12A), L1485 (1999). DOI: 10.1143/JJAP.38.L1485
- [21] V.N. Ingal, E.A. Beliaevskaya. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **28** (11), 2314 (1995). DOI: 10.1088/0022-3727/28/11/012
- [22] В.Н. Ингал, Е.А. Беляевская. *ЖТФ*, **67** (1), 68 (1997). [V.N. Ingal, E.A. Belyaevskaya. *Tech. Phys.*, **42**, 59 (1997). DOI: 10.1134/1.1258639].
- [23] M. Ando, R. Gupta, A. Iwakoshi, J.-K. Kim, D. Shima, H. Sugiyama, N. Sunaguchi, T. Yuasa, S. Ichihara. *Phys. Medica*, **79** (3B), 188 (2020). DOI: 10.1016/j.ejmp.2020.11.034
- [24] M. Ando, Y. Nakao, G. Jin, H. Sugiyama, N. Sunaguchi, Y. Sung, Y. Suzuki, Y. Sun, M. Tanimoto, K. Kawashima, T. Yuasa, K. Mori, S. Ichihara, R. Gupta. *Med. Phys.*, **47** (11), 5505 (2020). DOI: 10.1002/mp.14442
- [25] M. Ando, K. Hyodo, H. Sugiyama, A. Maksimenko, W. Pattanasiriwisawa, K. Mori, J. Roberson, E. Rubenstein, Y. Tanaka, J. Chen, D. Xian, X. Zhang. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **41** (7R), 4742 (2002). DOI: 10.1143/JJAP.41.4742
- [26] M. Ando, H. Sugiyama, T. Kunisada, D. Shima, K. Takeda, H. Hashizume, H. Inoue. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **43** (9AB), L1175 (2004). DOI: 10.1143/JJAP.43.L1175
- [27] D. Shima, H. Sugiyama, K. Hyodo, T. Kunisada, M. Ando. *Nucl. Instrum. Methods A.*, **548** (1-2), 129 (2005). DOI: 10.1016/j.nima.2005.03.079
- [28] D. Shima, H. Sugiyama, T. Kunisada, M. Ando. *Appl. Radiat. Isot.*, **64** (8), 868 (2006). DOI: 10.1016/j.apradiso.2006.03.004
- [29] M. Ando, K. Yamasaki, F. Toyofuku, H. Sigiya, C. Ohbayashi, G. Li, L. Pan, X. Jiang, W. Pattanasiriwisawa, D. Shima, E. Hashimoto, T. Kimura, M. Tsuneyoshi, E. Ueno, K. Tokumori, A. Maksimenko, Y. Higashida, M. Hirano. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **44** (17), L528 (2005). DOI: 10.1143/JJAP.44.L528
- [30] A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn, S. Kuznetsov, I. Schelokov. *Rev. Sci. Instrum.*, **66** (12), 5486 (1995). DOI: 10.1063/1.1146073
- [31] S.W. Wilkins, T.E. Gureyev, D. Gao, A. Pogany, A.W. Stevenson. *Nature*, **384** (6607), 335 (1996). DOI: 10.1038/384335a0
- [32] T.A. Leatham, D.M. Paganin, K.S. Morgan. *arXiv:2112.10999v2 [physics.med-ph]* (2022). DOI: 10.48550/arXiv.2112.10999
- [33] M.R. Teague. *J. Opt. Soc. Am.*, **73** (11), 1434 (1983). DOI: 10.1364/JOSA.73.001434
- [34] P. Cloetens, W. Ludwig, J. Baruchel, D. Van Dyck, J. Van Landuyt, J.P. Guigay, M. Schlenker. *Appl. Phys. Lett.*, **75** (19), 2912 (1999). DOI: 10.1063/1.125225
- [35] D. Paganin, S.C. Mayo, T.E. Gureyev, P.R. Miller, S.W. Wilkins. *J. Microsc.*, **206** (1), 33 (2002). DOI: 10.1046/j.1365-2818.2002.01010.x
- [36] H. Risken. *The Fokker–Planck Equation: Methods of Solution and Applications*, 2nd edn (Springer Verlag, Berlin, 1989).
- [37] Y.I. Nesterets. *Opt. Commun.*, **281** (4), 533–542 (2008). DOI: 10.1016/j.optcom.2007.10.025
- [38] D.M. Paganin, K.S. Morgan. *Sci. Rep.*, **9** (1), 17537 (2019). DOI: 10.1038/s41598-019-52284-5
- [39] J.N. Ahlers, K.M. Pavlov, M.J. Kitchen, K.S. Morgan. *arXiv:2309.15874* (2023). DOI: 10.48550/arXiv.2309.15874
- [40] A. Aminzadeh, B.D. Arhatari, A. Maksimenko, C.J. Hall, D. Hausermann, A.G. Peele, J. Fox, B. Kumar, Z. Prodanovic, M. Dimmock, D. Lockie, K.M. Pavlov, Y. I. Nesterets, D. Thompson, S.C. Mayo, D.M. Paganin, S.T. Taba, S. Lewis, P.C. Brennan, H.M. Quiney, T.E. Gureyev. *IEEE Trans. Med. Imaging*, **41** (11), 2980–2990 (2022). DOI: 10.1109/TMI.2022.3175924
- [41] C. Gusenbauer, E. Leiss-Holzinger, S. Senck, K. Mathmann, J. Kastner, S. Hunger, W. Birkfellner. *Case Stud. Nondestruct. Test. Eval.*, **6**, 30 (2016). DOI: 10.1016/j.csn.2016.02.001
- [42] S. Hu, L. Felsner, A. Maier, V. Ludwig, G. Anton, C. Riess. *Sci. Rep.*, **9** (1), 9216 (2019). DOI: 10.1038/s41598-019-45708-9
- [43] J. Graetz, A. Balles, R. Hanke, S. Zabler. *Phys. Med. Biol.*, **65** (23), 235017 (2020). DOI: 10.1088/1361-6560/abb7c6
- [44] H.F. Talbot. *Phil. Mag.*, **9** (56), 401 (1836).
- [45] A. Momose, S. Kawamoto, I. Koyama, Y. Hamaishi, K. Takai, Y. Suzuki. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **42** (7B), L866 (2003). DOI: 10.1143/JJAP.42.L866

- [46] C. David, T. Weitkamp, F. Pfeiffer, A. Diaz, J. Bruder, T. Rohbeck, A. Groso, O. Bunk, M. Stampanoni, P. Cloetens. *Proc. SPIE*, **5535**, 137 (2004). DOI: 10.1117/12.569643
- [47] T. Weitkamp, A. Diaz, C. David, F. Pfeiffer, M. Stampanoni, P. Cloetens, E. Ziegler. *Opt. Express*, **12** (16), 6296 (2005). DOI: 10.1364/OPEX.13.006296
- [48] K. Scherer, E. Braig, K. Willer, M. Willner, A.A. Fingerle, M. Chabior, J. Herzen, M. Eiber, B. Haller, M. Straub, H. Schneider, E.J. Rummeny, P.B. Noël, F. Pfeiffer. *Sci. Rep.*, **5** (1), 9527 (2015). DOI: 10.1038/srep09527
- [49] M.P. Valdivia, D. Stutman, C. Stoeckl, C. Mileham, I.A. Begishev, J. Bromage, S.P. Regan. *App. Opt.*, **57** (2), 138 (2018). DOI: 10.1364/AO.57.000138
- [50] F. Pfeiffer, M. Bech, O. Bunk, T. Donath, B. Henrich, P. Kraft, C. David. *J. Appl. Phys.*, **105** (10), 102006 (2009). DOI: 10.1063/1.3115639
- [51] A. Momose, H. Takano, Y. Wu, K. Hashimoto, T. Samoto, M. Hoshino, Y. Seki, T. Shinohara. *Quantum Beam Sci.*, **4** (1), 9 (2020). DOI: 10.3390/qubs4010009
- [52] K. Li, Y. Ge, J. Garrett, N. Bevins, J. Zambelli. *Med. Phys.*, **41** (1), 011903 (2014). DOI: 10.1118/1.4835455
- [53] A. Yaroshenko, K. Hellbach, A.Ö. Yildirim, T.M. Conlon, F.I. Enlil, M. Bech, A. Velroyen, F.G. Meinel, S. Auweter, M. Reiser, O. Eickelberg, F. Pfeiffer. *Sci. Rep.*, **5** (1), 17492 (2015). DOI: 10.1038/srep17492
- [54] R. Burkhardt, T. Gora, A.A. Fingerle, A.P. Sauter, F. Meurer, F.T. Gassert, S. Dobiasch, D. Schilling, A. Feuchtinger, A.K. Walch, G. Multhoff, J. Herzen, P.B. Noël, E.J. Rummeny, S.E. Combs, T.E. Schmid, F. Pfeiffer, J.J. Wilkens. *Phys. Imaging Radiat. Oncol.*, **20**, 11 (2021). DOI: 10.1016/j.phro.2021.09.003
- [55] M. Bech, A. Tapfer, A. Velroyen, A. Yaroshenko, B. Pauwels, J. Hostens, P. Bruyndonckx, A. Sasov, F. Pfeiffer. *Sci. Rep.*, **3** (1), 3209 (2013). DOI: 10.1038/srep03209
- [56] K. Hellbach, A. Yaroshenko, K. Willer, T. Pritzke, A. Baumann, N. Hesse, S. Auweter, M.F. Reiser, O. Eickelberg, F. Pfeiffer, A. Hilgendorff, F.G. Meinel. *Invest. Radiol.*, **51** (10), 597 (2016). DOI: 10.1097/RLI.0000000000000285
- [57] F.G. Meinel, A. Yaroshenko, K. Hellbach, M. Bech, M. Müller, A. Velroyen, F. Bamberg, O. Eickelberg, K. Nikolaou, M.F. Reiser, F. Pfeiffer, A.Ö. Yildirim. *Invest. Radiol.*, **49** (10), 653 (2014). DOI: 10.1097/RLI.0000000000000067
- [58] K. Hellbach, F.G. Meinel, T.M. Conlon, K. Willer, A. Yaroshenko, A. Velroyen, M. Braunagel, S. Auweter, M.F. Reiser, O. Eickelberg, F. Pfeiffer, A.Ö. Yildirim. *Sci. Rep.*, **8** (1), 2096 (2018). DOI: 10.1038/s41598-018-20193-8
- [59] G.S. Zimmermann, A.A. Fingerle, B. Renger, K.-L. Laugwitz, H. Hautmann, A. Sauter, F. Meurer, F.T. Gassert, J. Bodden, C. Müller-Leisse, M. Renz, E.J. Rummeny, M.R. Makowski, K. Willer, W. Noichl, F. De Marco et al. *Eur. Radiol. Exp.*, **6** (1), 9 (2022). DOI: 10.1186/s41747-022-00263-3
- [60] H. Einarsdottir, M.J. Emerson, L.H. Clemmensen, K. Scherer, K. Willer, M. Bech, R. Larsen, B.K. Ersbøll, F. Pfeiffer. *Food Control*, **67**, 39 (2016). DOI: 10.1016/j.foodcont.2016.02.023
- [61] E.M. Braig, L. Birnbacher, F. Schaff, L. Gromann, A. Fingerle, J. Herzen, E. Rummeny, P. Noël, F. Pfeiffer, D. Muenzel. *Eur. Radiol. Exp.*, **2** (1), 1 (2018). DOI: 10.1186/s41747-017-0034-1
- [62] H. Wen, E.E. Bennett, M.M. Hegedus, S. Rapacchi. *Radiology*, **251** (3), 910 (2009). DOI: 10.1148/radiol.2521081903
- [63] C. Jud, E. Braig, M. Dierolf, E. Eggl, B. Günther, K. Achterhold, B. Gleich, E. Rummeny, P. Noël, F. Pfeiffer, D. Muenzel. *Sci. Rep.*, **7** (1), 14477 (2017). DOI: 10.1038/s41598-017-14830-x
- [64] N. Hauser, Z. Wang, R.A. Kubik-Huch, M. Trippel, G. Singer, Hohl, M.K. Roessl E., T. Köhler, U. van Stevendaal, N. Wieberneit, M. Stampanoni. *Invest. Radiol.*, **49** (3), 131 (2014). DOI:10.1097/RLI.0000000000000001
- [65] S. Grandl, K. Scherer, A. Sztrókay-Gaul, L. Birnbacher, K. Willer, M. Chabior, J. Herzen, D. Mayr, S.D. Auweter, F. Pfeiffer, F. Bamberg, K. Hellerhoff. *Eur. Radiol.*, **25** (12), 3659 (2015). DOI:10.1007/s00330-015-3773-5
- [66] K. Scherer, E. Braig, S. Ehn, J. Schock, J. Wolf, L. Birnbacher, M. Chabior, J. Herzen, D. Mayr, S. Grandl, A. Sztrókay-Gaul, K. Hellerhoff, F. Pfeiffer. *Sci. Rep.*, **6** (1), 36991 (2016). DOI: 10.1038/srep36991
- [67] S.H. Lau, S. Gull, G. Zan, D. Vine, S. Lewis, W. Yun. *ISTFA Proceedings*, Paper No: istfa2020p0079, 79–83 (2020). DOI: 10.31399/asm.cp.istfa2020p0079
- [68] M. Bech, O. Bunk, T. Donath, R. Feidenhans'l, C. David, F. Pfeiffer. *Phys. Med. Biol.*, **55** (18), 5529 (2010). DOI: 10.1088/0031-9155/55/18/017
- [69] T. Lauridsen, E.M. Lauridsen, R. Feidenhans'l. *Appl. Phys. A*, **115** (3), 741 (2014). DOI: 10.1007/s00339-014-8398-z
- [70] F. Schaff, F. Prade, Y. Sharma, M. Bech, F. Pfeiffer. *Sci. Rep.*, **7** (1), 3307 (2017). DOI: 10.1038/s41598-017-03307-6
- [71] T. Jensen, M. Bech, I. Zanette, T. Weitkamp, C. David, H. Deyhle, S. Rutishauser, E. Reznikova, J. Mohr, R. Feidenhans'l, F. Pfeiffer. *Phys. Rev. B*, **82** (21), 214103 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevB.82.214103
- [72] V. Revol, C. Kottler, R. Kaufmann, A. Neels, A. Dommann. *J. Appl. Phys.*, **112** (11), 114903 (2012). DOI: 10.1063/1.4768525
- [73] F.L. Bayer, S. Hu, A. Maier, T. Weber, G. Anton, T. Michel, C.P. Riess. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA.*, **111** (35), 12699 (2014). DOI: 10.1073/pnas.1321080111
- [74] M. Wiczorek, F. Schaff, F. Pfeiffer, T. Lasser. *Phys. Rev. Lett.*, **117** (15), 158101 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.158101
- [75] A. Malecki, G. Potdevin, T. Biernath, E. Eggl, K. Willer, T. Lasser, J. Maisenbacher, J. Gibmeier, A. Wanner, F. Pfeiffer. *PLoS ONE*, **8** (4), e61268 (2013). DOI: 10.1371/journal.pone.0061268
- [76] J. Vogel, F. Schaff, A. Fehring, C. Jud, M. Wiczorek, F. Pfeiffer, T. Lasser. *Opt. Express*, **23** (12), 15134 (2015). DOI: 10.1364/OE.23.015134
- [77] L. Felsner, S. Hu, A. Maier, J. Bopp, V. Ludwig, G. Anton, C. Riess. *Sci. Rep.*, **9** (1), 9216 (2019). DOI: 10.1038/s41598-019-45708-9
- [78] T. Zanette, T. Weitkamp, S. Donath, S. Rutishauser, C. David. *Phys. Rev. Lett.*, **105** (24), 248102 (2010). DOI: 10.1103/PHYSREVLETT.105.248102
- [79] C. Hanneschlägera, V. Revol, B. Plank, D. Salaberger, J. Kastner. *Case Stud. Nondestruct. Test Eval.*, **3**, 34 (2015). DOI: 10.1016/j.csndt.2015.04.001
- [80] F. Prade, F. Schaff, S. Senck, P. Meyer, J. Mohr, J. Kastner, F. Pfeiffer. *NDT E Int.*, **86** (7), 65 (2017). DOI: 10.1016/j.ndteint.2016.11.013



- [81] J. Glinz, J. Šleichrt, D. Kytyr, S. Ayalur-Karunakaran, S. Zabler, J. Kastner, S. Senck. *J. Mater. Sci.*, **56** (2), 9712 (2021). DOI: 10.1007/s10853-021-05907-0
- [82] Y. Kasai, A. Yoshimura, M. Arai, K. Goto, A. Yamanaka, H. Shindo. *Adv. Compos. Mater.*, **30** (6), 591–604 (2021). DOI: 10.1080/09243046.2021.1907877
- [83] S. Reza, G. Pelzer, T. Weber, C. Fröjd, F. Bayer, G. Anton, J. Rieger, J. Thim, T. Michel, B. Norlin. *J. Instrumentation (JINST)*, **9** (04), C04032 (2014). DOI: 10.1088/1748-0221/9/04/C04032
- [84] V. Ludwig, M. Seifert, T. Niepold, G. Pelzer, J. Rieger, J. Ziegler, T. Michel, G. Anton. *J. Imaging*, **4** (4), 58 (2018). DOI: 10.3390/jimaging4040058
- [85] G. Potdevin, A. Malecki, T. Biernath, M. Bech, T.H. Jensen, R. Feidenhansl, I. Zanette, T. Weitkamp, J. Kenntner, J. Mohr, P. Roschger, M. Kerschitzki, W. Wagermaier, K. Klaushofer, P. Fratzl, F. Pfeiffer. *Phys. Med. Biol.*, **57** (11), 3451 (2012). DOI: 10.1088/0031-9155/57/11/3451
- [86] F. Schaff, A. Malecki, G. Potdevin, E. Eggl, P.B. Noël, T. Baum, E. Grande Garcia, J.S. Bauer, F. Pfeiffer. *Sci. Rep.*, **4** (1), 3695 (2014). DOI: 10.1038/srep03695
- [87] J. Scholz, N. Roiser, E.-M. Braig, C. Petrich, L. Birnbacher, J. Andrejewski, M.A. Kimm, A. Sauter, M. Busse, R. Korbel, J. Herzen, F. Pfeiffer. *Sci. Rep.*, **11** (1), 19021 (2021). DOI: 10.1038/s41598-021-98151-0
- [88] A. Olivo, F. Arfelli, G. Cantatore, R. Longo, R. H. Menk, S. Pani, M. Prest, P. Poropat, L. Rigon, G. Tromba, E. Vallazza, E. Castelli. *Med. Phys.*, **28** (8), 1610 (2001). DOI: 10.1118/1.1388219
- [89] A. Olivo, F. Arfelli, D. Dreossi, R. Longo, R.H. Menk, S. Pani, P. Poropat, L. Rigon, F. Zanconati, E. Castelli. *Phys. Med. Biol.*, **47** (3), 469 (2002). DOI: 10.1088/0031-9155/47/3/308
- [90] T.P. Millard, M. Endrizzi, K. Ignatyev, C.K. Hagen, P.R.T. Munro, R.D. Speller, A. Olivo. *Rev. Sci. Instrum.*, **84** (8), 083702 (2013). DOI: 10.1063/1.4816827
- [91] N. Matsunaga, K. Yano, M. Endrizzi, A. Olivo. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **53** (9), 095401 (2020). DOI: 10.1088/1361-6463/ab5aa0
- [92] M. Endrizzi, P. Diemoz, T. Millard, J.J. Louise, R. Speller, I. Robinson, A. Olivo. *Appl. Phys. Lett.*, **104** (2), 024106 (2014). DOI: 10.1063/1.4861855
- [93] M. Endrizzi, A. Olivo. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **47** (50), 505102 (2014). DOI: 10.1088/0022-3727/47/50/505102
- [94] E. Förster, K. Goetz, P. Zaumseil. *Krist. Tech.*, **15** (8), 937 (1980). DOI: 10.1002/crat.19800150812
- [95] В.А. Соменков, А.К. Ткалич, С.Ш. Шильштейн. *ЖТФ*, **61** (11), 197 (1991). [V.A. Somenkov, A.K. Tklich, S.S. Shil'shtein. *Sov. Phys. Tech. Phys.*, **36**, 1309 (1991)].
- [96] T.J. Davis, D. Gao, T.E. Gureyev, A.W. Stevenson, S.W. Wilkins. *Nature*, **373** (6515), 595 (1995). DOI: 10.1038/373595a0
- [97] В.А. Бушуев, В.Н. Ингал, Е.А. Беляевская. *Кристаллография*, **41** (5), 808 (1996). [V.A. Bushuev, V.N. Ingal, E.A. Belyaevskaya. *Cryst. Rep.*, **41** (5), 766 (1996)].
- [98] D. Chapman, W. Thomlinson, R.E. Johnston, D. Washburn, E. Pisano, N. Gmür, Z. Zhong, R. Menk, F. Arfelli, D. Sayers. *Phys. Med. Biol.*, **42** (11), 2015 (1997). DOI: 10.1088/0031-9155/42/11/001
- [99] P. Suortti, J. Keyriläinen, W. Thomlinson. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **46** (49), 494002 (2013). DOI: 10.1088/0022-3727/46/49/494002
- [100] D.M. Connor, Z. Zhong. *Curr. Radiol. Rep.*, **2** (7), 55 (2014). DOI: 10.1007/s40134-014-0055-y
- [101] D. Mani, A. Kupsch, B.R. Müller, G. Bruno. *J. Imaging*, **8** (8), 206 (2022). DOI: 10.3390/jimaging8080206
- [102] A. Bravin. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36** (10A), A24 (2003). DOI: 10.1088/0022-3727/36/10A/306
- [103] P.C. Diemoz, P. Coan, C. Glaser, A. Bravin. *Opt. Express*, **18** (4), 3494 (2010). DOI: 10.1364/OE.18.003494
- [104] L. Rigon, F. Arfelli, R. Menk. *Appl. Phys. Lett.*, **90** (11), 114102 (2007). DOI: 10.1063/1.2713147
- [105] L. Rigon, F. Arfelli, R.-H. Menk. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **40** (10), 3077 (2007). DOI: 10.1088/0022-3727/40/10/011
- [106] F. Arfelli, A. Astolfo, L. Rigon, R.H. Menk. *Sci. Rep.*, **8** (1), 362 (2018). DOI: 10.1038/s41598-017-18367-x
- [107] E. Pagot, P. Cloetens, S. Fiedler, A. Bravin, P. Coan, J. Baruchel, J. Härtwig, W. Thomlinson. *Appl. Phys. Lett.*, **82** (20), 3421 (2003). DOI: 10.1063/1.1575508
- [108] O. Oltulu, Z. Zhong, M. Hasnah, M.N. Wernick, D. Chapman. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36** (17), 2152 (2003). DOI: 10.1088/0022-3727/36/17/320
- [109] M.N. Wernick, O. Wirjadi, D. Chapman, Z. Zhong, N.P. Galatsanos, Y. Yang, J.G. Brankov, O. Oltulu, M.A. Anastasio, C. Muehleman. *Phys. Med. Biol.*, **48** (23), 3875 (2003). DOI: 10.1088/0031-9155/48/23/006
- [110] M.J. Kitchen, D.M. Paganin, K. Uesugi, B.J. Allison, R.A. Lewis, S.B. Hooper, K.M. Pavlov. *Opt. Express*, **18** (19), 19994–20012 (2010). DOI: 10.1364/oe.18.019994
- [111] M.J. Kitchen, D.M. Paganin, K. Uesugi, B.J. Allison, R.A. Lewis, S.B. Hooper, K.M. Pavlov. *Phys. Med. Biol.*, **56** (3), 515–534 (2011). DOI: 10.1088/0031-9155/56/3/001
- [112] M.J. Kitchen, G.A. Buckley, L.T. Kerr, K.L. Lee, K. Uesugi, N. Yagi, S.B. Hooper. *Biomed. Opt. Express*, **11** (8), 4176–4190 (2020). DOI: 10.1364/BOE.390587
- [113] Ya.I. Nesterets, P. Coan, T.E. Gureyev, A. Bravin, P. Cloetens, S.W. Wilkins. *Acta Crystallogr. A*, **62** (Pt 4), 296 (2006). DOI: 10.1107/S0108767306017843
- [114] H. Suhonen, M. Fernandez, A. Bravin, J. Keyriläinen, P. Suortti. *J. Synchrotron Rad.*, **14** (6), 512 (2007). DOI: 10.1107/S0909049507044664
- [115] M. Fernández, H. Suhonen, J. Keyriläinen, A. Bravin, S. Fiedler, M.-L. Karjalainen-Lindsberg, M. Leidenius, K. von Smitten, P. Suortti. *Eur. J. Radiol.*, **68** (3 Suppl), S89 (2008). DOI: 10.1016/j.ejrad.2008.04.039
- [116] M. Giglio, M. Carpineti, A. Vailati. *Phys. Rev. Lett.*, **85** (7), 1416 (2000). DOI: 10.1103/PhysRevLett.85.1416
- [117] X. Lu, S.G.J. Mochrie, S. Narayanan, A.R. Sandy, M. Sprung. *J. Synchrotron Rad.*, **18** (6), 823 (2011). DOI: 10.1107/S0909049511037149
- [118] R. Cerbino, L. Peverini, M.A.C. Potenza, A. Robert, P. Bosecke, M. Giglio. *Nature Phys.*, **4** (3), 238 (2008). DOI: 10.1038/nphys837
- [119] S. Berujon, R. Cojocar, P. Pialt, R. Celestre, T. Roth, R. Barrett, E. Ziegler. *J. Synchrotron Rad.*, **27** (2), 293 (2020). DOI: 10.1107/S1600577520000508
- [120] I. Zanette, T. Zhou, A. Burvall, U. Lundström, D.H. Larsson, M. Zdora, P. Thibault, F. Pfeiffer, H.M. Hertz. *Phys. Rev. Lett.*, **112** (25), 253903 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.253903
- [121] M.-C. Zdora, P. Thibault, F. Pfeiffer, I. Zanette. *J. Appl. Phys.*, **118** (11), 113105 (2015). DOI: 10.1063/1.4931145
- [122] S. Bérujon, E. Ziegler, R. Cerbino, L. Peverini. *Phys. Rev. Lett.*, **108** (15), 158102 (2012).

- DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.158102
- [123] K.S. Morgan, D.M. Paganin, K.K.W. Siu. *Appl. Phys. Lett.*, **100** (12), 124102 (2012). DOI: 10.1063/1.3694918
- [124] I.A. Aloisio, D.M. Paganin, C.A. Wright, K.S. Morgan. *J. Synchrotron Rad.*, **22** (5), 1279-88 (2015). DOI: 10.1107/S1600577515011406
- [125] S. Berujon, H. Wang, K. Sawhney. *Phys. Rev. A*, **86** (6), 063813 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevA.86.063813
- [126] M.-C. Zdora, P. Thibault, C. Rau, I. Zanette. *J. Phys. Conf. Ser.*, **849** (1), 012024 (2017). DOI: 10.1088/1742-6596/849/1/012024
- [127] H. Wang, Y. Kashyap, K. Sawhney. *Appl. Phys. Lett.*, **108** (12), 124102 (2016). DOI: 10.1063/1.4944462
- [128] S. Berujon, E. Ziegler. *Phys. Rev. A*, **92** (1), 013837 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevA.92.013837
- [129] S. Berujon, E. Ziegler. *Phys. Rev. Applied*, **5** (4), 044014 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.5.044014
- [130] R. Smith, F. De Marco, L. Broche, M.-C. Zdora, N.W. Phillips, R. Boardman, P. Thibault. *PLoS ONE*, **17** (8), e0273315 (2022). DOI: 10.1371/journal.pone.0273315
- [131] K.M. Pavlov, D.M. Paganin, H. Li, S. Berujon, H. Rouge-Labriet, E. Brun. *J. Opt.*, **22** (12), 125604 (2020). DOI: 10.1088/2040-8986/abc313
- [132] K.M. Pavlov, D.M. Paganin, K.S. Morgan, H. (Thomas) Li, S. Berujon, L. Quénot, E. Brun. *Phys. Rev. A*, **104** (5), 053505 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevA.104.053505
- [133] D.M. Paganin, H. Labriet, E. Brun, S. Berujon. *Phys. Rev. A*, **98** (11), 053813 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevA.98.053813
- [134] K.M. Pavlov, H.T. Li, D.M. Paganin, S. Berujon, H. Rouge-Labriet, E. Brun. *Phys. Rev. Appl.*, **13** (5), 054023 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.13.054023
- [135] S.J. Alloo, D.M. Paganin, K.S. Morgan, M.J. Kitchen, A.W. Stevenson, S.C. Mayo, H.T. Li, B.M. Kennedy, A. Maksimenko, J.C. Bowden, K.M. Pavlov. *J. Med. Imaging*, **9** (3), 031502 (2022). DOI: 10.1117/1.JMI.9.3.031502
- [136] S.J. Alloo, K.S. Morgan, D.M. Paganin, K.M. Pavlov. *Sci. Rep.*, **13** (1), 5424 (2023). DOI: 10.1038/s41598-023-31574-z
- [137] C. Magnin, L. Quenot, S. Bohic, D.M. Cenda, M.F. Martínez, Bl. Lantz, B. Faure, E. Brun. *arXiv:2304.10400* (2023).
- [138] K.S. Morgan, D.M. Paganin, K.K. Siu. *Opt. Express*, **19** (20), 19781 (2011). DOI: 10.1364/OE.19.019781
- [139] K.S. Morgan, P. Modregger, S.C. Irvine, S. Rutishauser, V.A. Guzenko, M. Stampanoni, C. David. *Opt. Lett.*, **38** (22), 4605 (2013). DOI: 10.1364/OL.38.004605
- [140] H. Wen, E.E. Bennett, M.M. Hegedus, S.C. Carroll. *IEEE Trans. Med. Imaging*, **27**(8), 997 (2008). DOI:10.1109/TMI.2007.912393
- [141] Y.Y. How, K.S. Morgan. *Opt. Express*, **30** (7), 10899 (2022). DOI:10.1364/OE.451834
- [142] Y.Y. How, D.M. Paganin, K.S. Morgan. *Sci. Rep.*, **13** (1), 11001 (2023). DOI: 10.1038/s41598-023-37334-3
- [143] S. Lang, I. Zanette, M. Dominietto, M. Langer, A. Rack, G. Schulz, G. Le Duc, C. David, J. Mohr, F. Pfeiffer, B. Müller, T. Weitkamp. *J. Appl. Phys.*, **116** (15), 154903 (2014). DOI: 10.1063/1.4897225
- [144] Y. Kashyap, H. Wang, K. Sawhney. *Opt. Express*, **24** (16), 18664 (2016). DOI: 10.1364/OE.24.018664
- [145] J. Romell, T. Zhou, M. Zdora, S. Sala, F.J. Koch, H.M. Hertz, A. Burvall. *J. Phys. Conf. Series*, **849** (1), 012035 (2017). DOI: 10.1088/1742-6596/849/1/012035
- [146] L. Quénot, S. Bohic, E. Brun. *Appl. Sci.*, **12** (19), 9539 (2022). DOI: 10.3390/app12199539
- [147] P. Modregger, Z. Wang, T. Thuerling, B. Pinzer, M. Stampanoni. *AIP Conf. Proc.*, **1365**, 269 (2011). DOI: 10.1063/1.3625356
- [148] S. Kaeppler, J. Rieger, G. Pelzer, F. Horn, T. Michel, A. Maier, G. Anton, C. Riess. *J. Med. Imag.*, **4** (3), 034005 (2017). DOI: 10.1117/1.JMI.4.3.034005
- [149] J. Chen, J. Zhu, Z. Li, W. Shi, Q. Zhang, Z. Hu, H. Zheng, D. Liang, Y. Ge. *Phys. Med. Biol.*, **64** (19), 195013 (2019). DOI: 10.1088/1361-6560/ab3c34
- [150] C. Arboleda, Z. Wang, K. Jefimovs, T. Koehler, U. Van Stevendaal, N. Kuhn, B. David, S. Prevrhal, K. Lång, S. Forte, R.A. Kubik-Huch, C. Leo, G. Singer, M. Marcon, A. Boss, E. Roessl, M. Stampanoni. *Eur. Radiol.*, **30** (2), 1419 (2020). DOI: 10.1007/s00330-019-06362-x
- [151] A. Momose. *Phys. Med.*, **79**, 93 (2020). DOI: 10.1016/j.ejmp.2020.11.003
- [152] K. Willer, A.A. Fingerle, W. Noichl, F. De Marco, M. Frank, T. Urban, R. Schick, A. Gustschin, B. Gleich, J. Herzen, T. Koehler, A. Yaroshenko, T. Pralow, G.S. Zimmermann, B. Renger et al. *Lancet Digit. Health.*, **3** (11), e733 (2021). DOI: 10.1016/S2589-7500(21)00146