

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Рентгеновская микроскопия

В.В. Лидер

Рентгеновская микроскопия предназначена для получения изображения исследуемого объекта в реальном пространстве в двух или трёх измерениях с использованием элементов фокусирующей оптики. Описаны различные типы микроскопов, области их применения, а также способы получения контраста изображений. Обсуждаются пути дальнейшего развития рентгеновской микроскопии.

Ключевые слова: рентгеновские лучи, рентгеновская оптика, микроскопия, спектроскопия, топография, флуоресценция, магнитный дихроизм

PACS numbers: 07.85.Tt, 41.50.+h

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.06.037830>

Содержание

1. Введение (201).
 2. Типы рентгеновских микроскопов: рентгеновский микроскоп полного поля зрения и сканирующий рентгеновский микроскоп (202).
 3. Рентгеновская фокусирующая оптика для рентгеновской микроскопии (203).
 - 3.1. Объективная линза. Зонная пластинка Френеля. 3.2. Конденсорная оптика.
 4. Получение двумерных изображений с использованием амплитудного контраста (207).
 5. Получение двумерных изображений с использованием фазового контраста (207).
 - 5.1. Фазовый контраст Цернике. 5.2. Фазовый дифференциально-интерференционный контраст. 5.3. Дифференциальный фазовый контраст.
 6. Рентгеновская спектромикроскопия (210).
 - 6.1. Химическое картирование. 6.2. Определение валентности. 6.3. Исследование магнитных структур. 6.4. Использование ориентационной чувствительности.
 7. Сканирующий рентгеновский флуоресцентный микроскоп (214).
 8. Получение трёхмерных изображений (томография) (215).
 9. Заключение. Перспективы и выводы (216).
- Список литературы (216).

1. Введение

Рентгеновская микроскопия представляет собой совокупность методов исследования микроскопического строения объектов с помощью рентгеновского излучения. Эти методы, использующие элементы фокусирующей

оптики, позволяют получать увеличенное изображение исследуемого объекта в реальном пространстве.

Рентгеновские лучи (РЛ) благодаря своей малой длине волны проникают в образец на гораздо большую глубину, чем видимый свет. Следовательно, с их помощью можно изучать внутреннее строение образцов, непрозрачных для видимого света. Рентгеновская микроскопия может достигать дифракционного предела разрешения порядка нескольких десятков нанометров и по теоретической величине разрешения занимает промежуточное положение между оптической и электронной микроскопией.

Однако электронная микроскопия, имея более высокое разрешение, не является неразрушающим методом исследования, нуждается в вакууме и образцах с металлическими или металлизированными поверхностями.

Большинство рентгеновских безлинзовых методов исследования микроструктуры изучаемого объекта [1, 2] даёт его изображение в обратном пространстве, что требует применения математической инверсии для восстановления реального изображения, часто являющегося причиной возникновения различных артефактов. Разрешение этих методов, как правило, ограничивается размером рентгеновского источника излучения, не превышающим субмикрометрового уровня. Использование линз в рентгеновских микроскопах даёт возможность формировать уменьшенное изображение источника, доводя его размеры до нескольких десятков нанометров.

Рентгеновская микроскопия, позволяющая проводить исследования на новом структурном уровне, всё чаще используется наряду с оптической и электронной микроскопией. Доказательством популярности рентгеновской микроскопии среди исследователей может служить появление большого количества обзоров, посвящённых различным аспектам этого метода. Например, за последние десять лет опубликовано более 20 обзоров [3–24], в которых рассматривается использование рентгеновской микроскопии для исследований в области биомедицины [9–11], материаловедения [12–22] (в том числе для изучения полимеров [18, 19] и магнитных

В.В. Лидер. Федеральный научно-исследовательский центр "Кристаллография и фотоника" РАН, Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, Ленинский просп. 59, 119333 Москва, Российская Федерация
E-mail: lider@ns.crys.ras.ru, vallider@yandex.ru

Статья поступила 25 апреля 2016 г.,
после доработки 30 мая 2016 г.

материалов [20–22]), а также окружающей среды [10, 12, 23, 24].

В настоящем обзоре сделана попытка описать основные характеристики и особенности рентгеновской микроскопии, а также возможности её использования для исследования морфологии и внутренней структуры органических и неорганических образцов с субмикрометровым разрешением.

2. Типы рентгеновских микроскопов: рентгеновский микроскоп полного поля зрения и сканирующий рентгеновский микроскоп

Существуют два основных типа трансмиссионных рентгеновских микроскопов: обычные трансмиссионные рентгеновские микроскопы (ТРМ), часто называемые рентгеновскими микроскопами полного поля зрения, и сканирующие трансмиссионные рентгеновские микроскопы (СТРМ).

Оптическая схема ТРМ (рис. 1а) очень похожа на схему обычного светового микроскопа. ТРМ состоит из конденсора и объективной линзы. Последняя создаёт в плоскости детектирования увеличенное изображение образца, которое регистрируется пиксельным детектором (для этой цели, как правило, используется прибор с зарядовой связью (ПЗС)).

В СТРМ (рис. 1б) объективная линза фокусирует пучок РЛ на образец в пятно малого размера, образец растрово сканируется и интенсивность на выходе из него для каждой позиции сканирования регистрируется детектором. В большинстве СТРМ используются детекторы без пространственного разрешения, которые интегрируют прошедшее через образец излучение [23, 25].

История возникновения и совершенствования рентгеновской микроскопии подробно изложена в обзоре [26]. Заметим, что в первых ТРМ [4] и СТРМ [27] использовалось в качестве источника синхротронное излучение (СИ). Источники СИ благодаря своим особенностям (высокой яркости, большому энергетическому диапазону, поляризации, временной структуре) являются предпочтительными для большинства существующих сегодня рентгеновских микроскопов. Однако растёт интерес к так называемым компактным приборам, в которых используются рентгеновское излучение плазмы, генери-

руемой лазером [28–30], рентгеновские трубки с вращающимся анодом [31] или микрофокусом [8, 32, 33]. Такие приборы благодаря своим небольшим размерам могут быть размещены на оптическом столе, позволяя тем самым проводить эксперименты в лабораторных условиях. Однако этим приборам из-за дискретной природы эмиссионных характеристических линий недостаёт энергетической гибкости, необходимой для реализации некоторых важных приложений спектроскопии, таких как рентгеновская абсорбционная спектроскопия. Тем не менее плазменные источники, в которых в качестве мишени применяется жидкий азот, подходят для лабораторной рентгеновской микроскопии биологических объектов благодаря интенсивному излучению на длинах волн 2,478 и 2,879 нм, находящихся в области так называемого водяного окна, где поглощение РЛ белком на порядок выше поглощения РЛ водой.

ТРМ и СТРМ обычно рассматриваются как взаимодополняющие методы; они примерно одинаково популярны, и каждый из них имеет свои важные преимущества. Как и другие сканирующие зондовые инструменты, СТРМ позволяет проводить одновременный мониторинг различных сигналов, используя соответствующие рентгеновские или электронные детекторы. Таким образом, одновременно могут быть записаны рентгеновские изображения и испускаемые кванты флуоресценции. Поэтому сканирующие инструменты хорошо подходят для сочетания получения изображений и проведения спектроскопии, даже при фиксированной энергии РЛ [5].

При использовании СТРМ могут быть получены изображения произвольных размеров, тогда как в ТРМ, где конденсор, как правило, освещает поле диаметром 10–50 мкм, большие поля изображений можно получить только посредством "сшивания" нескольких изображений (рис. 2). С другой стороны, одновременное освещение всех элементов образца открывает возможности получения изображений с применением однократного интенсивного импульса.

Основным недостатком СТРМ по сравнению с ТРМ является невысокая скорость сбора данных. Типичное время экспозиции для получения СТРМ-изображения порядка нескольких минут, тогда как время экспозиции для ТРМ порядка нескольких секунд. Поэтому для СТРМ становятся существенными с увеличением вре-

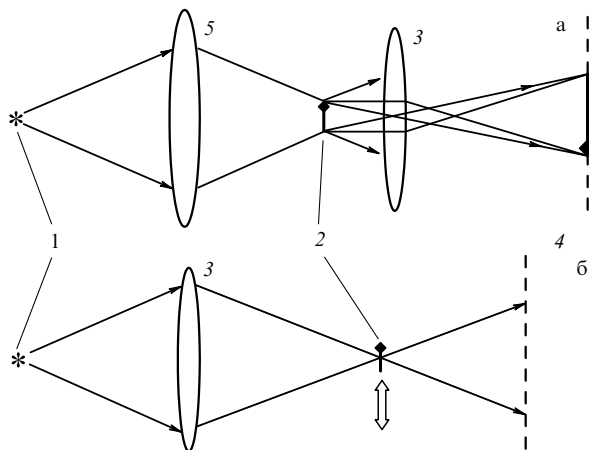


Рис. 1. Оптические схемы ТРМ (а) и СТРМ (б). 1 — источник излучения, 2 — исследуемый образец, 3 — объективная линза, 4 — плоскость детектирования, 5 — конденсор.

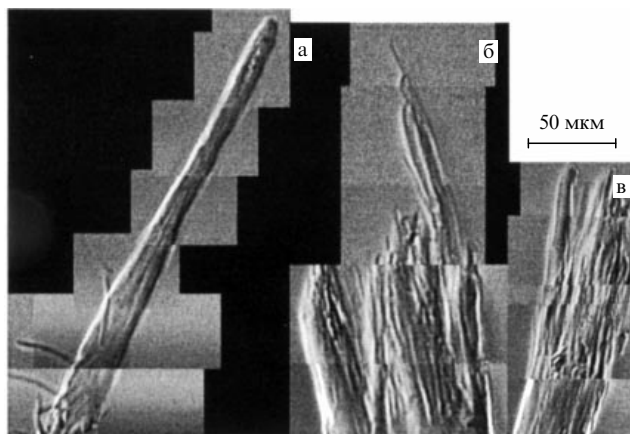


Рис. 2. ТРМ-изображения кончиков волос (а) 22-летней, (б) 28-летней и (в) 32-летней женщин [34].

мени экспозиции такие проблемы, как нестабильность пучка, вибрации и тепловой дрейф, в связи с чем на практике ТРМ-изображения могут иметь лучшее пространственное разрешение. Для того чтобы разрешение СТМ-изображения определялось размером зонда, важно, чтобы образец перемещался с шагом, меньшим, чем размер зонда. Это может быть достигнуто применением пьезоэлектрических преобразователей с тем или иным механизмом обратной связи [35].

3. Рентгеновская фокусирующая оптика для рентгеновской микроскопии

3.1. Объективная линза. Зонная пластинка Френеля

Зонная пластинка Френеля (ЗПФ) в качестве рентгенооптического элемента была предложена в 1952 г. Баэсом [36]. Из всех рентгенооптических элементов, основанных на дифракции, ЗПФ имеют наивысшее пространственное разрешение, но при формировании изображения с их помощью возникает целый ряд проблем, которые решаются созданием бесчисленного множества модификаций базовой модели [37].

ЗПФ состоит из серии концентрических круговых зон (рис. 3) с попеременным поглощением и пропусканием. Эффект фокусировки создаётся интерференцией волн, проходящих через непоглощающие зоны.

Так как зонная пластинка — частный вид дифракционной решётки, следует ожидать, что существуют фокусы высших порядков. В каждой пропускающей (или поглощающей) области зонной пластинки имеется m зон Френеля, которые приводят к взаимному погашению возмущений, если m — чётное число. Поэтому результирующий фокус существует только тогда, когда m нечётно. Таким образом, имеется бесконечное число положительных и отрицательных фокусов при $m = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots$ Кроме того, некоторая часть излучения не дифрагирует, что соответствует $m = 0$.

Описание дифракционных свойств зонных пластинок и их использования в рентгеновских микроскопах приведено в работах [38–41], где даны также многочисленные ссылки на литературу.

Радиусы зон определяются формулой [38]

$$r_n^2 = mn\lambda f_m + \frac{m^2 n^2 \lambda^2}{4} \approx mn\lambda f_m, \quad (1)$$

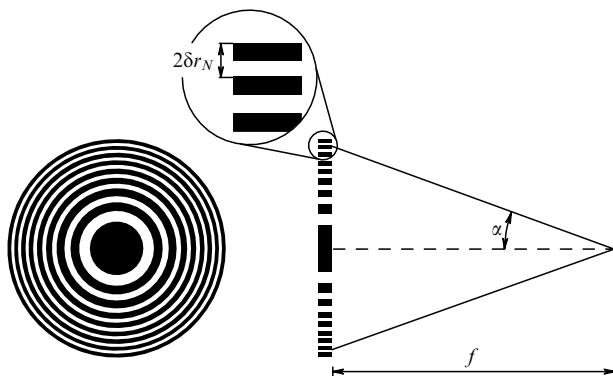


Рис. 3. Схематическое изображение ЗПФ: δr_N — ширина внешней зоны, α — максимальный угол дифракции, f — фокусное расстояние.

где r_n — радиус n -й зоны, λ — длина волны, m — порядок дифракции, f_m — фокусное расстояние,

$$f_m = \frac{D\delta r_N}{\lambda m} = \frac{D^2}{4\lambda Nm}. \quad (2)$$

Здесь δr_N — ширина внешней зоны, D — диаметр ЗПФ, N — общее число зон. Из формулы (2) следует, что диаметр ЗПФ зависит от ширины внешней зоны и числа зон:

$$D = 4N\delta r_N. \quad (3)$$

Типичные зонные пластинки имеют диаметр ≈ 120 – 240 мкм и содержат от 100 до 1000 зон, а ширина внешней зоны колеблется от 20 до 50 нм [23].

ЗПФ работают как тонкие линзы, поэтому имеют дифракционный предел поперечного разрешения d_m :

$$d_m = \frac{0,61\lambda}{NA}, \quad (4)$$

рассчитанный Рэлеем для линзы с числовой апертурой (numerical aperture — NA). Величина NA определяется максимальным углом дифракции α (см. рис. 3), который в свою очередь выражается через ширину внешней зоны, длину волны и дифракционный порядок:

$$NA = \sin \alpha = \frac{m\lambda}{2\delta r_N}. \quad (5)$$

Из выражений (4) и (5) могут быть получены два других полезных соотношения. Одним из них является соотношение между шириной δr_N дальней зоны N зонной пластинки и разрешением Рэля

$$d_m = \frac{1,22\delta r_N}{m}. \quad (6)$$

Размер фокуса d m -го дифракционного порядка определяется пределом дифракционного разрешения Рэля d_m , геометрически уменьшенным размером источника d_r , а также хроматической aberrацией d_c :

$$d = (d_m^2 + d_r^2 + d_c^2)^{1/2} = \left[\left(\frac{1,22\delta r_N}{m} \right)^2 + d_r^2 + D^2 \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (7)$$

где $\Delta\lambda/\lambda$ — относительная ширина спектра первичного пучка, d_r — функция, зависящая от геометрии эксперимента. Для СТМ $d_r = sq/p$, где s — размер источника, p — расстояние от источника до ЗПФ, q — расстояние между ЗПФ и образцом. Для ТРМ d_r зависит от геометрии детектора и размера его пикселя Δ : $d_r = \Delta/(Vm)$, где V — кратность увеличения изображения объективной ЗПФ [39].

Полагая $sq/p \approx \lambda f_m/l_{\text{coh}}$ (где l_{coh} — поперечная когерентность пучка) и используя формулу (3), приведём выражение (7) для СТМ к следующему виду:

$$d = \frac{1,22\delta r_N}{m} \left[1 + \left(\frac{D}{1,22l_{\text{coh}}} \right)^2 + (3,28Nm)^2 \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (8)$$

Из формулы (8) следует, что для достижения дифракционного предела разрешения объектив СТМ должен быть освещён когерентным пучком с монохроматич-

ностью, не худшей, чем величина, обратная произведению общего числа зон на дифракционный порядок: $\Delta\lambda/\lambda \leq (mN)^{-1}$ [39]. Поэтому СТМ лучше работает на пучках, выходящих из ондулятора [10, 40].

В ТМ освещены все элементы объекта и они одновременно отображаются пиксельным детектором. Независимая визуализация каждого элемента поля осуществляется, когда объект облучается некогерентным или частично когерентным пучком. Следовательно, поворотный магнит накопителя синхротрона или лабораторные источники лучше подходят для ТМ, чем ондуляторный источник [5]. Более того, использование высококогерентного пучка может привести к появлению на изображениях пятнистой структуры (спеклов) [42]. С целью уменьшения пространственной когерентности авторы работы [43] устанавливали перед образцом диффузор.

Таким образом, зонная пластинка с малой шириной внешней зоны может обеспечить хорошее пространственное разрешение. Кроме того, благодаря более высокому порядку дифракции m пространственное разрешение может быть улучшено в m раз. Высокое разрешение изображений при использовании дифракции третьего порядка было продемонстрировано экспериментально для "жестких" (энергия излучения $E > 1$ кэВ) РЛ [44–46]. Недостатком изображений с использованием высоких дифракционных порядков является увеличение в m^2 раз времени экспозиции, так как эффективность дифракции Q обратно пропорциональна m^2 : $Q = 1/(m\pi)^2$ [41]. Эффективность зонной пластинки определяется долей падающих на оптический элемент РЛ, которые сфокусированы в желаемый дифракционный порядок. Эффективность простой ЗПФ в первом дифракционном порядке в идеале равна π^{-2} , или около 10%. Остальная часть излучения поглощается (50%) или уходит на другие дифракционные порядки: нулевой (25%), отрицательные (12,5%) и высокие положительные (2,5%) [47].

Для выделения первого порядка и блокировки нежелательных нулевого и высоких дифракционных порядков в СТМ зонная пластинка часто оснащается центральной заглушкой в сочетании с коллимирующим отверстием (сортирующей диафрагмой) вблизи фокальной плоскости ЗПФ (рис. 4). Для ТМ элиминация пучка нулевого порядка дифракции осуществляется размещением заглушки в центре конденсора или непосредственно за ним.

Из-за конструктивных особенностей микроскопов (исследуемый образец в ТМ находится перед объективной ЗПФ, а в СТМ — за ней) низкая эффективность ЗПФ приводит к тому, что в СТМ образец подвергается

значительно меньшим радиационным нагрузкам, чем в ТМ.

Ещё одним важным параметром рентгеновских микроскопов является глубина фокуса (depth of focus — DOF) [48]:

$$\text{DOF} = \pm \frac{\lambda}{2} (\text{NA})^2 = \pm \frac{2(\delta r_N)^2}{m^2 \lambda}. \quad (9)$$

Рассчитанная теоретически величина DOF для ЗПФ диаметром 135 мкм, шириной внешней зоны 35 нм при мягком рентгеновском излучении в области энергий 528–540 эВ равна 2,1 мкм [49], в то время как её соответствующее значение для жесткого рентгеновского излучения в ТМ, работающем при $E = 8$ кэВ, составляет около 40 мкм [50]. Необходимость рентгеномикроскопического исследования "толстых" образцов требует расширения использования жесткого рентгеновского излучения. "Жесткая" рентгеновская микроскопия даёт уникальную возможность исследования материалов в нанометровом масштабе и предоставляет набор методов, таких как флуоресценция, дифференциальный фазовый контраст и спектроскопия. Все эти аналитические методы дополняют друг друга и дают комплексную карту структурных, химических и элементных свойств образца. Для достижения достаточно высоких пространственного разрешения и контрастности требуется высокоэффективная нанофокусирующая оптика для формирования пятна сфокусированного пучка с минимальным размером и обеспечения необходимой плотности рентгеновских квантов.

Накоплен опыт изготовления ЗПФ, эффективно фокусирующих мягкое ($E < 1$ кэВ) рентгеновское излучение и обеспечивающих разрешение 15–30 нм [51–53]. Улучшение пространственного разрешения без потери эффективности затруднено из-за наличия проблем, связанных с необходимостью при изготовлении ЗПФ сочетать малую ширину внешней зоны δr_N с большой толщиной (глубиной рельефа) T с целью достижения высокой величины аспектного отношения $T/\delta r_N$.

Литография с помощью электронного пучка с последующим травлением [54] на сегодняшний день остаётся наиболее успешным методом изготовления ЗПФ. Тем не менее малая ширина внешней зоны, которая определяет разрешение зонной пластинки, ограничивается минимальным диаметром пучка электронов, эффектом рассеяния электронов и генерацией вторичных электронов во время электронно-лучевой литографии. Достижимое аспектное отношение лимитируется процессом сухого

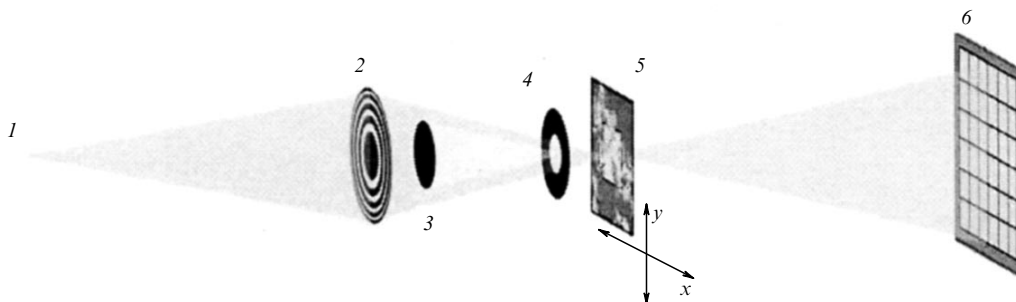


Рис. 4. Оптическая схема СТМ: 1 — источник излучения, 2 — объективная ЗПФ, 3 — заглушка, 4 — сортировочная диафрагма, 5 — растровосканируемый образец, 6 — детектор.

травления, так как этот процесс не полностью анизотропен при построении узких наноструктур [55]. Поэтому для производства ЗПФ с высоким аспектным отношением наиболее перспективными являются методы, нацеленные на увеличение толщины (глубины рельефа) ЗПФ. Разработан ряд методов [55–58] для решения этой проблемы, но пока они используются редко.

В отличие от вышеуказанных методов, метод "рулета", предложенный авторами работы [59], получил широкое распространение. ЗПФ производятся посредством попеременного покрытия цилиндрического микропровода многослойной структурой, состоящей из двух материалов с различным поглощением РЛ или с различными свойствами фазового сдвига, в зависимости от требуемой структуры зонной пластинки, с последующим разрезанием структуры сфокусированным ионным пучком на фрагменты нужной толщины. В принципе ширина зон может достигать нескольких атомных слоёв и, кроме того, здесь нет никаких ограничений на величину аспектного отношения [60]. Метод может быть применён для производства рентгеновской оптики, обеспечивающей разрешение, лучшее, чем 10 нм. Однако теоретический предел разрешения может оказаться недостижимым из-за aberrаций, вносимых ошибками позиционирования зон, влияющих на размер фокусного пятна.

Точность осаждения слоёв для ЗПФ с фокусным расстоянием, пригодным для практических приложений, является серьёзной проблемой. Тем не менее практические трудности, связанные с формой проволоки, шероховатостью границ многослойной структуры и деформациями в процессе её разрезания, препятствуют производству ЗПФ с высоким разрешением с помощью данного метода. По мнению авторов работы [61], проблема может быть решена измерениями *in situ* толщины слоёв в процессе производства. В этом случае толщина зоны может быть исправлена при изготовлении ЗПФ, что поможет устранить ошибки позиционирования и скорректировать скорость осаждения слоёв. При этом погрешность измерения толщины слоя зонной пластинки должна быть не более половины ширины внешней зоны.

Для создания ЗПФ описанным методом исследователями опробован широкий набор пар "контрастных" материалов, имеющих высокую теплостойкость и малый коэффициент диффузии: Al/Cu [62], Al₂O₃/Ta₂O₅ [63], Al₂O₃/HfO₂ [64], Ni₈₀Cr₂₀/SiO₂ [65], SiO₂/Si_{1-x}Ge_xO₂ [66].

Эффективность ЗПФ, создаваемых методом "рулета", может быть существенно улучшена посредством замены непрозрачных зон прозрачными, но фазосдвигающими зонами. Это увеличивает теоретическую максимальную эффективность ЗПФ с 10 % до 40 % в условиях жёсткого рентгеновского излучения, для которого потери, связанные с поглощением, ниже [64]. Например, Койяма и др. [67] смогли добиться эффективности фокусировки первого дифракционного порядка 27 % для состоящей из слоёв Si/MoSi₂ ЗПФ с шириной внешней зоны 40,4 нм, толщиной зонной пластинки 32 мкм и аспектным отношением 792 при работе с РЛ энергией 20 кэВ.

3.2. Конденсорная оптика

Цель конденсорной оптики — собрать и "доставить" к образцу как можно больше квантов, чтобы сократить время сбора информации для получения изображения.

Все ТРМ, использующие ЗПФ в качестве объективной линзы, нуждаются в конденсоре, который освещает поле объекта полым конусом РЛ. Такое освещение, как правило, может быть достигнуто с помощью заглушки в центральной части ЗПФ-конденсора. Это предотвращает освещение объекта нулевым дифракционным порядком конденсора.

Конденсор должен удовлетворять требованиям, касающимся угловой расходимости пучка, направляемого на образец для получения оптимального качества изображения. Можно охарактеризовать освещённость образца с помощью параметра согласованности, определяемого отношением числовых апертур конденсора NA_c и объектива NA_o: $\sigma = NA_c/NA_o$. Полной согласованности соответствует $\sigma = 0$, а полному её отсутствию — $\sigma \geq 1$, при $0 < \sigma < 1$ говорят о частичной согласованности [3, 53, 68]. Разрешение часто представляется в виде отношения $k_1\lambda/NA_o$, равного для первого дифракционного порядка, согласно формуле (5), $2k_1\delta r_N$. Значение k_1 определяется величиной σ и aberrаций. Теоретически k_1 уменьшается от 0,5 в согласованной системе до 0,28 в несогласованной системе с $\sigma = 1$ [52]. Авторы работы [69] пришли к выводу о том, что с точки зрения повышения разрешения величина σ должна принадлежать интервалу от 0,4 до 0,7. Таким образом, при частичной согласованности пространственное разрешение может быть лучше (меньше), чем ширина внешней зоны ЗПФ [52].

Традиционно конденсором служит ЗПФ большого диаметра (порядка 10 мм и выше) с несколькими десятками тысяч зон [70], так как ЗПФ должна собирать по возможности большую часть излучения, поступающего от рентгеновского источника. Например, в работе [52] описана конденсорная ЗПФ с $\delta r_N = 60$ нм, $N = 41700$, $D = 10$ мм и центральной заглушкой диаметром 5 мм, в то время как объективная ЗПФ имела параметры $\delta r_N = 25$ нм, $N = 300$, $D = 30$ мкм.

Так как зонные пластинки являются дифракционными оптическими элементами, они не свободны от хроматических aberrаций и качество изображения в значительной степени зависит от монохроматичности излучения, формирующего изображение. Для того чтобы обеспечить требуемую монохроматичность (напомним, что объектив должен освещаться РЛ с $\Delta\lambda/\lambda \leq (mN)^{-1}$), диафрагма малого размера c помещается непосредственно вблизи образца (рис. 5). Эта диафрагма вместе с конденсорной ЗПФ действует как линейный монохроматор. При этом спектральная полоса пропускания выражается формулой $\Delta\lambda/\lambda = 2c/D$ [71].

В последнее время получили развитие конденсоры альтернативных типов, в частности на основе монолитных полых стеклянных капилляров (рис. 6). Такие конденсоры находят применение при использовании различных источников РЛ: источников СИ [72–74], микрофокусной трубки [75], лазерно-плазменных источников [30, 76]. РЛ отражаются от внутренней поверхности полого капилляра, который имеет эллипсоидальную или параболическую форму. Эти оптические элементы — ахроматические, следовательно, они не функционируют в качестве монохроматоров, как в случае ЗПФ [77]. Их числовая апертура ограничена только критическим углом полного внешнего отражения РЛ. Такие капилляры обеспечивают равномерное освещение образца полым конусом РЛ и формирование фокусного пятна размером около 1 мкм [73].

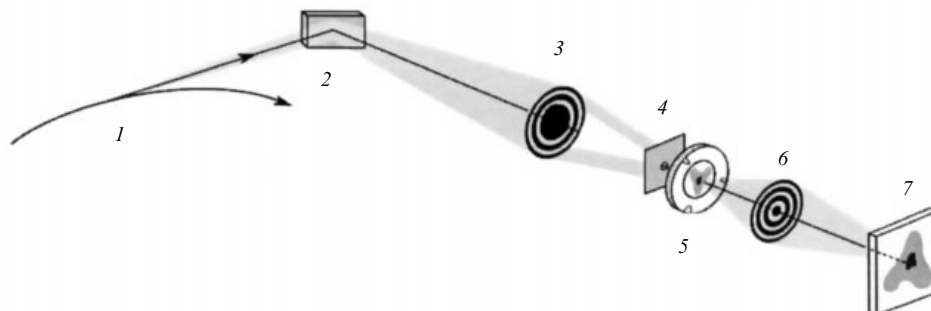


Рис. 5. Схема ТРМ, работающего на поворотном магните синхротронного накопителя [52]. 1 — траектория электронов, генерирующих СИ, 2 — зеркало, 3 — конденсорная ЗПФ с центральной заглушкой, 4 — диафрагма для формирования пучка РЛ с заданной относительной шириной спектра, 5 — держатель образца, 6 — объективная ЗПФ, 7 — детектор.

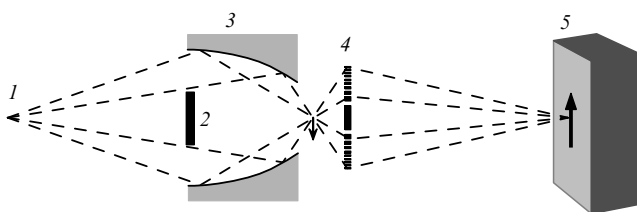


Рис. 6. Схема ТРМ с эллипсоидальным капилляром в качестве конденсора: 1 — источник излучения, 2 — заглушка, 3 — капилляр, 4 — объективная ЗПФ, 5 — детектор [73].

Конденсорные капилляры имеют ряд преимуществ по сравнению с ЗПФ-конденсором [3]: 1) они более доступны; 2) позволяют осуществлять с помощью монохроматора перестройку энергии без необходимости перемещения конденсора при изменении энергии РЛ; 3) их NA может соответствовать NA любой объективной ЗПФ; 4) их эффективность в 3–15 раз выше эффективности ЗПФ при отсутствии нежелательных высоких дифракционных порядков; 5) являются более надёжными, более долговечными; 6) стойки к тепловой нагрузке или механическим повреждениям; 7) не требуют установки диафрагмы вблизи фокуса для формирования необходимой полосы пропускания и, таким образом, не ограничивают размера держателя образца и возможности управления им.

При работе с лазерно-плазменными источниками в качестве конденсора часто используется многослойное зеркало нормального падения [78–80]. Такое зеркало действует как сочетание монохроматора и конденсора, фокусируя рентгеновские лучи на образце (рис. 7), и имеет ряд преимуществ, в том числе высокую эффектив-

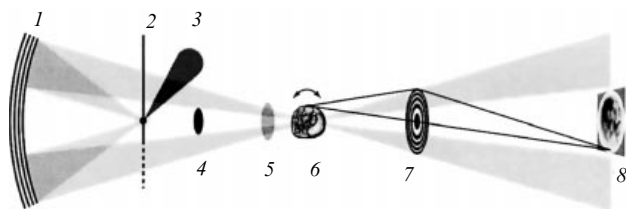


Рис. 7. Схема компактного лабораторного ТРМ: 1 — зеркало нормального падения, 2 — жидкоструйная мишень, 3 — лазерный импульс, 4 — центральная заглушка, 5 — фильтр, блокирующий рассеянное лазерное излучение, 6 — образец, 7 — объективная ЗПФ, 8 — детектор [79].

ность, чётко определённую спектральную селективность, большую числовую апертуру и простоту юстировки.

В качестве конденсора жёстких РЛ авторами работы [81] была предложена цилиндрическая рентгеновская призматическая линза, адаптированная к числовой апертуре объективной линзы, формирующей изображение. Цилиндрическая линза состоит из большого числа слоёв, содержащих множество оптических элементов в форме призм (рис. 8). Призмы изменяют направление первичного параллельного пучка РЛ. С помощью такой линзы удалось осветить поле зрения $80 \times 80 \text{ мкм}^2$ при эффективности фокусировки 88 %.

Рентгенооптические элементы (ЗПФ, капилляры, зеркала) фокусируют пучок в область, размер которой, как правило, меньше поля зрения микроскопа. В результате рентгенооптические элементы не могут обеспечить равномерного освещения этой области. В работе [82] на основе дифракционной оптики был разработан, а в работе [83] — использован новый конденсор, имеющий определённые преимущества перед другими конденсорными системами. Идея его конструкции — разделить обычную ЗПФ на секторы, сохраняя локальный период в пределах каждого сектора постоянным (рис. 9а). В результате каждый сектор будет обеспечивать равномерное освещение в фокальной плоскости. Перекрытие РЛ от различных решёток приводит к значительному умень-

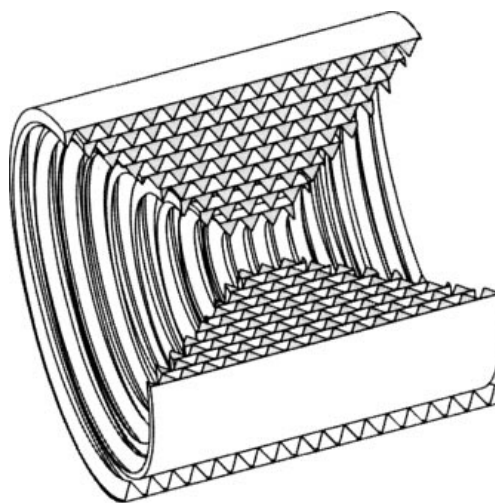


Рис. 8. Схематическое изображение цилиндрической рентгеновской призматической линзы [81].

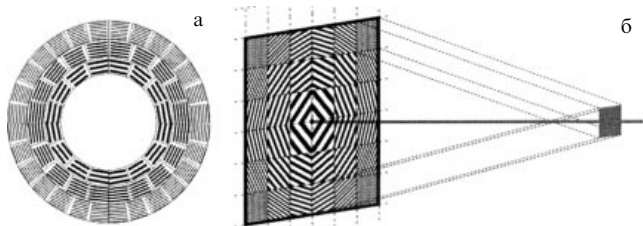


Рис. 9. Секторные решётчатые конденсоры (а) круглой [82] и (б) квадратной [84] формы.

шению степени пространственной когерентности в плоскости образца. Поэтому не образуется дифракционной картины (спекл-шума) от образца, ухудшающей качество изображения, что даёт возможность использовать конденсор на интенсивном ондуляторном пучке. Однако наложение радиально несимметрично распределённых форм образует приблизительно округлую освещённую область со значительными "хвостами". Конструкция секторного конденсора, показанная на рис. 9б, позволяет избавиться от "хвостов" освещения и повысить интенсивность равномерно облучаемой области. Ещё одним преимуществом использования квадратной формы поля зрения является то, что, как правило, активная область детектора также представляет собой квадрат. В этом случае освещение пучком, сформированным конденсором, может быть идеально согласовано с размером детектора [84].

4. Получение двумерных изображений с использованием амплитудного контраста

Если интенсивность пучка, падающего на слой вещества толщиной t , равна I_0 , то, согласно закону Бугера–Ламберта–Бера, интенсивность пучка на выходе из слоя выражается как $I = I_0 \exp(-\mu t) = I_0 \exp(-\tau_m \rho t)$, где μ и τ_m — линейный и массовый коэффициенты поглощения соответственно, ρ — плотность вещества. Коэффициент поглощения в значительной степени зависит от длины волны и атомного номера Z : τ_m быстро возрастает по закону $\tau_m \sim Z^3 \lambda^3$.

Амплитудный (абсорбционный) рентгеновский контраст связан с вариацией плотности и/или толщины

соседних областей исследуемого объекта и позволяет изучать его морфологию и особенности внутреннего строения. Этот контраст был использован для исследований биологических образцов, что отражено в ряде обзоров, где обсуждаются биологические применения рентгеновских микроскопов [3, 38, 85]. Акцент был сделан на получение изображения отдельных клеток с высоким разрешением в "водяном окне" ($\lambda = 23-45 \text{ \AA}$), в том числе при исследовании сперматозоида человека [86], паразитов малярии в красных кровяных тельцах [87], простейших организмов [88] и хромосом [89]. На рисунке 10 представлены изображения нейронов [90], сперматозоида человека [86] и диатомовой водоросли [81], полученные с помощью ТРМ.

Многие исследования мягкой материи и биологических образцов ограничены уровнем радиационного повреждения, а не эффективностью микроскопа. Измерения образцов при низкой температуре (100 К или ниже), как известно, сохраняют морфологию, ограничивают потери массы и позволяют остановить процессы радиолитиза в гидратированных образцах. Исследования с использованием криогенного модуля для быстро замороженных клеток, которые не подвергались воздействию химических фиксаторов или агентов для усиления контраста, наиболее напоминают исследования клеток в их естественном состоянии.

В отличие от создававшихся на протяжении последних трёх десятилетий методов "мягкой" рентгеновской микроскопии для визуализации материалов и биологических объектов с разрешением в несколько десятков нанометров, ряд методов рентгеновской микроскопии в жёстком рентгеновском диапазоне с сопоставимым пространственным разрешением, способных оказать существенное влияние на исследования в области нано- и мезомасштабного материаловедения [91], появился гораздо позднее. В последние годы с их помощью проведены исследования коллоидов [92, 93], современных интегральных схем [94], элементов питания [95, 96].

5. Получение двумерных изображений с использованием фазового контраста

При прохождении через вещество рентгеновская волна не только поглощается, но и изменяет свою фазу. Фазовый

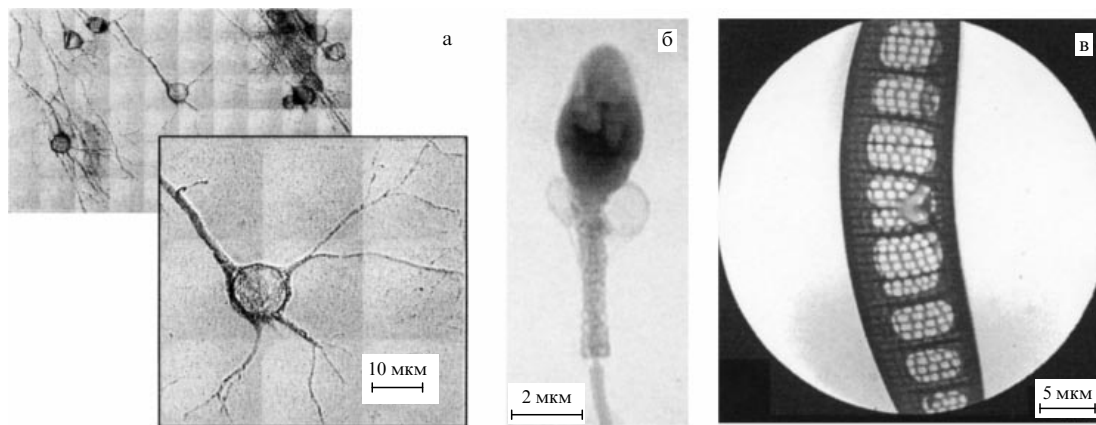


Рис. 10. (а) Изображение нейронов мыши (в нижней правой части рисунка — увеличенный фрагмент) [90]. (б) Изображение сперматозоида человека. Детали, видимые в области базальной пластинки, удалось визуализировать только в ТРМ, а не в световом микроскопе [86]. (в) Изображение диатомовой водоросли [81].

сдвиг $\Delta\Phi$ РЛ при прохождении через образец толщиной t зависит от декремента коэффициента преломления РЛ δ :

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta t, \quad (10)$$

где $\delta = 1 - n = \rho\lambda^2 r_0 N_A Z / (2\pi A)$ [97] (n — показатель преломления РЛ, N_A — число Авогадро, r_0 — классический радиус электрона, A — атомный вес материала образца). Получение изображений в режиме фазового контраста часто является предпочтительным ввиду возможности достижения большей контрастности, особенно при более высоких энергиях РЛ. Различия в фазовом сдвиге РЛ для мягких тканей с разной плотностью значительно больше, чем различия в линейных коэффициентах поглощения. Следовательно, фазово-контрастное изображение может значительно увеличить чувствительность РЛ к малым изменениям структуры исследуемых объектов. Метод очень эффективен для характеристики слабопоглощающих (фазовых) объектов с малыми вариациями коэффициента поглощения внутри них — для метода важны вариации декремента коэффициента преломления δ в объекте.

Объект исследования может отклонить РЛ от первоначальной траектории на угол θ . Угол θ пропорционален локальному градиенту изменения фазы объекта $\partial\Phi/\partial x$, и он может быть определен как $\theta = (\lambda/2\pi)(\partial\Phi/\partial x) = (\partial\delta/\partial x)t$ (x — ось, перпендикулярная оптической оси микроскопа). В случае плоской границы раздела сред с показателями преломления n_1 и n_2 РЛ, падающие под углом θ_1 , в соответствии с законом Снеллиуса отклонятся от первоначального направления на угол $\theta \approx (n_1 - n_2) \operatorname{tg}\theta_1$. При криволинейной границе угол θ_1 плавно изменяется, что приводит к дивергенции (конвергенции) РЛ на выходе из образца.

5.1. Фазовый контраст Цернике

Один из способов получения фазового контраста заключается в использовании метода Цернике [98]. Для обеспечения фазового контраста Цернике полый конус РЛ, освещающий образец, ориентирован на узкое кольцо в задней фокальной плоскости ЗПФ (рис. 11). Толщину фазового кольца выбирают так, чтобы изменить фазу РЛ, не отклонённых образцом, на $\pm\pi/2$. С другой стороны, РЛ могут отклоняться образцом (дифрагировать на нём), тогда они достигают детектора, минуя фазовое кольцо. В результате интерференция между оптическими сигналами этих двух типов даёт на детекторе изображение фазовых вариаций в образце [3, 5, 31, 38].

Рентгеновский фазовый контраст Цернике впервые был продемонстрирован в работе [99] при использова-

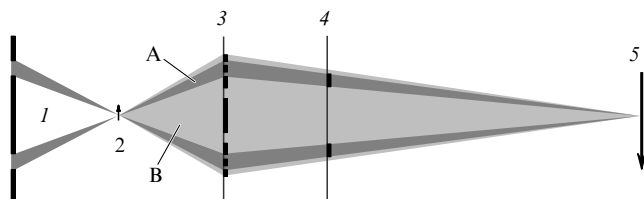


Рис. 11. Оптическая схема ПРМ, работающего в режиме фазового контраста Цернике. 1 — сформированный конденсором полый конический пучок РЛ, 2 — образец, 3 — объективная ЗПФ, 4 — фазовое кольцо, 5 — плоскость детектирования, А — недифрагированное излучение, В — дифрагированное излучение [31].

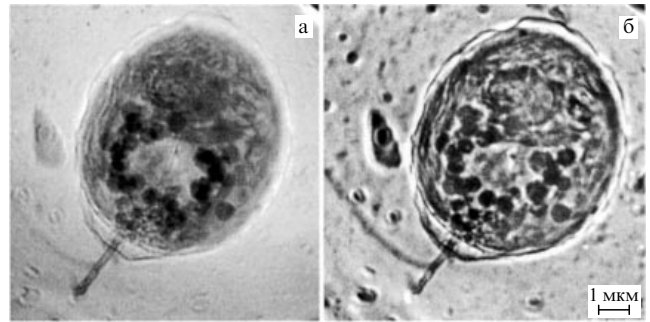


Рис. 12. Рентгеновское изображение водоросли *Chlamydomonas reinhardtii* ($\lambda = 2,4$ нм): (а) амплитудный и (б) фазовый контрасты [101].

нии мягких РЛ и в работе [100] для жёсткого излучения. Этот контраст оказался очень эффективным при наблюдении малых вариаций электронной плотности в биологических объектах [101–103] (рис. 12), при медицинских исследованиях [34, 50, 104], изучении топливных элементов [105] и интегральных схем [100, 106].

В режиме мягкого рентгеновского излучения материалы обычно обладают большим поглощением для данной величины фазового сдвига, поэтому дизайн фазовых колец должен определяться компромиссом между величиной фазового сдвига и ослаблением пучка. Одним из способов достижения такого компромисса является включение фазового сдвига $\pm\pi/2$ непосредственно в объективную ЗПФ, что превращает последнюю в ЗПФ Цернике. Могут быть реализованы как положительный ($+\pi/2$), так и отрицательный ($-\pi/2$) фазовые контрасты Цернике. Модификация обычной ЗПФ в ЗПФ Цернике включает в себя применение фазового фильтра с формой и областью, соответствующими недифрагированному излучению, используемому при формировании изображения [107].

Однако следует отметить, что рентгеновский фазовый контраст Цернике может создавать галоэффекты, влияющие на анализ морфологии образца [5, 108].

5.2. Фазовый дифференциально-интерференционный контраст

Для дифференциально-интерференционного контраста (контраста Номарского) создание двух волновых фронтов, немного наклонённых друг к другу, производится с помощью или двойной ЗПФ, или светоделителя, устанавливаемого перед ЗПФ. В случае двойной ЗПФ первая (ZP1 на рис. 13) расщепляет падающую плоскую волну на плоскую волну нулевого дифракционного порядка (проходящую) и набор сферических волн первого и более высоких порядков. Вторая ЗПФ (ZP2), которая смещена относительно первой в плоскости образца, взаимодействует с излучением, исходящим из ZP1. Только комбинации нулевого порядка ZP1 с первым дифракционным порядком ZP2, и наоборот, будут вносить эффективный вклад в формирование изображения.

Необходимым требованием для достижения дифференциально-интерференционного контраста является достаточно высокая степень когерентности в плоскости образца: расстояние сдвига в плоскости образца ΔS не должно превышать величины поперечной когерентности. В результате интерференции двух сферических волн, исходящих из фокусов P1 и P2, в плоскости детектора

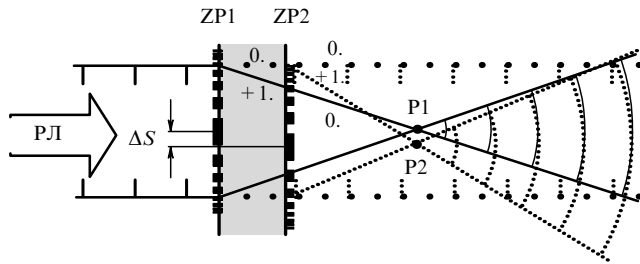


Рис. 13. Формирование дифференциально-интерференционного контраста с помощью двойной ЗПФ [109].

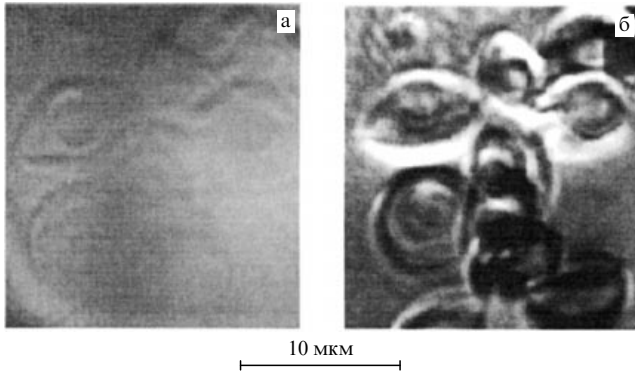


Рис. 14. Рентгеновские изображения гигантских спор мха *Dawsonia superba*, полученные с использованием (а) абсорбционного и (б) дифференциально-интерференционного контрастов [109].

создаётся интерференционная картина, состоящая из полос, расстояние между которыми определяется как $\Delta y = \lambda z_0 / \Delta S$ (z_0 — расстояние от задних фокальных плоскостей ЗПФ до детектора). ZP1 и ZP2 имеют одинаковые фокусные расстояния, а расстояние между ними вдоль оптической оси должно быть мало по сравнению с расстоянием до плоскости изображения. При $\Delta S < d$ (d — пространственное разрешение) возможно наблюдение изображения в дифференциально-интерференционном контрасте [109, 110].

Интерференционная картина юстируется так, чтобы в центре внимания оказалась яркая интерференционная полоса, сдвиг которой пропорционален локальному фазовому градиенту в образце [111]. Фазовые объекты, не детектируемые с помощью обычной микроскопии абсорбционного контраста, благодаря интерференции становятся видимыми (рис. 14)

Основные преимущества метода дифференциально-интерференционного контраста: 1) метод допускает инва-

риантность геометрии расположения источника и детектора, и, следовательно, он может быть применён в режимах СТМ и ТРМ; 2) метод практически не зависит от когерентности рентгеновского пучка благодаря небольшому сдвигу волнового фронта и небольшому различию оптических путей; 3) хорошо вписывается в пространственные ограничения, налагаемые очень коротким фокусным расстоянием ЗПФ при использовании мягких РЛ [5].

Идея "одноэлементной" ЗПФ для фазово-контрастной оптики впервые была предложена Чангом с соавторами [112]. В настоящее время продемонстрированы "сдвоенные" ЗПФ двух типов: ЗПФ XOR, получаемая объединением (посредством наложения) двумерной решётки и ЗПФ с помощью логической операции XOR (обычно используемой для уменьшения смещения битов, создаваемых аппаратным генератором случайных чисел) [113, 114] (рис. 15а), и сдвоенная ЗПФ [115] (ZPD на рис. 15б). Свойства дифференциально-интерференционной микроскопии характеризуют два параметра: боковой сдвиг и фазовое смещение. В случае ЗПФ XOR боковой сдвиг определяется диаметром ЗПФ, шириной её внешней зоны и периодом решётки P : $\Delta x \approx 2\delta r_N D/P$; фазовое смещение $\Delta\Phi$ зависит от относительного положения решётки и ЗПФ: $\Delta\Phi = 2\pi(\Delta a/P)$, где Δa — смещение решётки относительно её нулевого положения. Фазовое смещение $\Delta\Phi = \pi/2$ соответствует смещению решётки на четверть периода ($\Delta a = P/4$) от её нулевого положения (рис. 15а).

5.3. Дифференциальный фазовый контраст

В СТМ при растровом сканировании детектор обычно измеряет общую интенсивность рентгеновского излучения, давая некогерентное изображение в светлом поле (абсорбционный контраст). Фазовый контраст исторически меньше использовался в СТМ. Тем не менее эффекты рефракции и дифракции РЛ на образце приводят к перераспределению сигнала на детекторе, которое может быть трансформировано в изображения фазового контраста. Поскольку функция отклика детектора может быть как положительной, так и отрицательной, в СТМ возможна реализация ряда новых режимов съёмки, которые не имеют практического эквивалента в ТРМ. Именно это привело к идее дифференциального метода фазового контраста [116–118].

Дифференциальный метод фазового контраста требует использования детектора с антисимметричной функцией отклика, которая чувствительна к любому перераспределению интенсивности в плоскости детектора, так что различные линейные комбинации сигналов

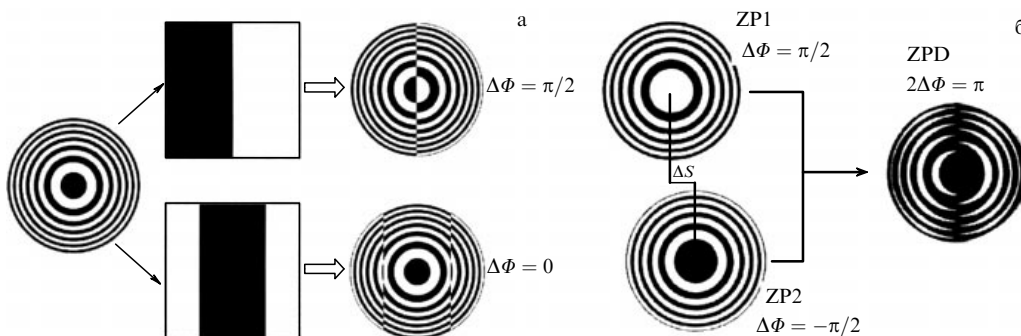


Рис. 15. Превращение ЗПФ в ЗПФ XOR [113] (а) и сдвоенную ЗПФ [115] (б).

от сегментного детектора позволяют осуществлять одновременную регистрацию абсорбционного контраста и фазово-контрастного изображения. Преимущество использования такого детектора состоит в том, что функции отклика детектора посредством сочетания соответствующих сигналов от различных сегментов могут быть смоделированы после того, как изображение уже сформировано. Это означает, что различные сочетания сегментов детектора можно использовать одновременно и что одно сканирование образца обеспечивает достаточное количество данных для анализа как амплитуды, так и фазы прошедшего излучения: разностные изображения между противоположными сегментами определяют дифференциальный фазовый контраст, а сумма всех сигналов определяет абсорбционный контраст изображения.

Диодные сегментированные детекторы [118–121] нашли применение при исследовании биологических объектов [118, 122]. На рисунке 16а показан внешний вид детектора, содержащего семь сегментов: сегменты 1–3, которые регистрируют конус света, идущий от исследуемого объекта, предназначены для получения светлопольного амплитудного контраста [119]; сегменты 4–7 могут использоваться для получения изображения в тёмном поле [116, 123, 124] и измерения дифференциального фазового контраста. Рисунок 16б, в демонстрирует превосходство дифференциального контраста (изображение сформировано разностью интенсивностей РЛ, зарегистрированных сегментами 4, 5 и 6, 7) перед амплитудным контрастом (все сегменты освещены РЛ) [118].

К недостаткам диодных сегментированных детекторов можно отнести необходимость выбора конфигурации детектора на стадии его проектирования, а также наличие чётко определённой центральной оси, которая

должна совпадать с оптической осью микроскопа. По-видимому, оптимальная гибкость конструкции может быть достигнута при использовании полностью пикселированного детектора, такого как ПЗС, функция отклика которого может быть изменена произвольно после сбора данных, а эффективная реакция каждого пикселя задаётся компьютером [125–128].

Однако фазово-контрастные изображения иногда трудно правильно интерпретировать из-за дифференциальной природы сигнала и его зависимости от направления. По мнению авторов работы [129], существуют два метода количественной реконструкции изображения [130, 131]. Метод [130] определяет соответствующую передаточную функцию контраста в секторах детектора и инвертирует эту функцию для определения фазового сдвига и поглощения РЛ в образце. Этот метод является наиболее общим, и он может быть применён к любой конфигурации сегментов детектора. Метод, предложенный в [131], расширяет передаточные функции образца (в разложении в ряд Тейлора) и демонстрирует, что основное влияние образца на распределение интенсивности в плоскости детектора — это ослабление интенсивности в соответствии со средним оптическим путём РЛ в образце и что отклонение РЛ пропорционально локальному градиенту показателя преломления образца.

6. Рентгеновская спектроскопия

Поглощение рентгеновского излучения веществом связано со взаимодействием фотонов с электронами внутренних оболочек атома. При превышении энергией фотонов энергии связи электрона с ядром (порога возбуждения) электрон может быть удалён из атома, что приводит к резкому возрастанию (скачку) поглощения рентгенов-

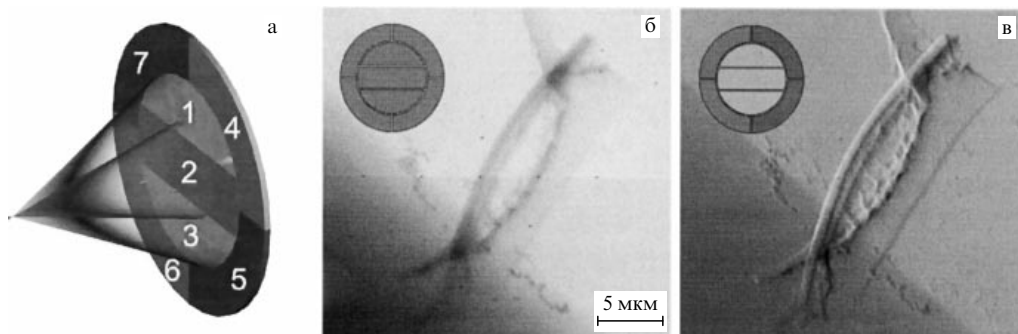


Рис. 16. (а) Детектор с семью активными сегментами [119]. Абсорбционный (б) и фазовый (в) контрасты изображения клетки фитопланктона ($E = 1,79$ кэВ) [118] (см. пояснение в тексте).

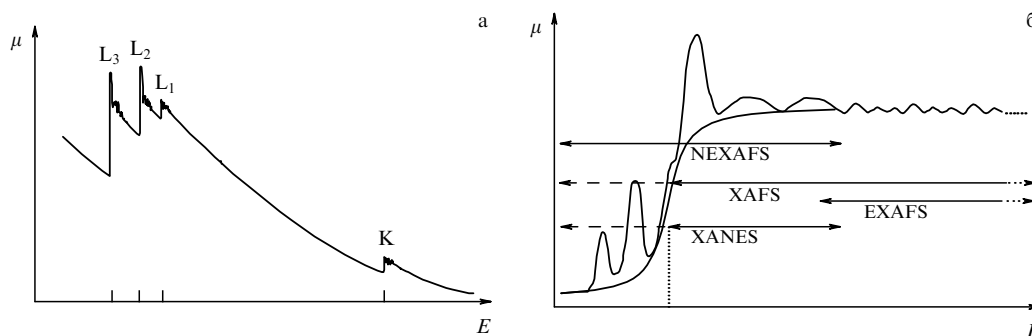


Рис. 17. Схематическое представление коэффициента поглощения РЛ как функции энергии первичного пучка РЛ (а) для четырёх краёв поглощения РЛ (К, L_1 , L_2 и L_3) [132] и (б) в области края поглощения [10].

ского излучения (рис. 17а). Длину волны, соответствующую энергии порога возбуждения, называют краем поглощения данного элемента. Край поглощения является характерной величиной для каждого химического элемента, что позволяет однозначно определять химический элемент по его положению на абсолютной энергетической шкале.

Энергетический диапазон спектроскопии в области края поглощения РЛ разделён на две части:

1) низкоэнергетическую область, в которой существенным оказывается многократное рассеяние фотоэлектрона. Эта область называется ближней или околороговой тонкой структурой (X-ray Absorption Near Edge Structure — XANES) либо тонкой структурой околорогового рентгеновского поглощения (Near Edge X-ray Absorption Fine Structure — NEXAFS);

2) высокоэнергетическую область, называемую протяжённой, или дальней, тонкой структурой (Extended X-ray Absorption Fine Structure — EXAFS), в которой главный вклад в поглощение даёт однократное рассеяние фотоэлектрона.

Как правило, спектральная область NEXAFS простирается от энергии на ≈ 10 эВ ниже и до энергии на ≈ 40 эВ выше края поглощения (рис. 17б). XANES часто относят к той же области, что и NEXAFS, но иногда исключается область, предвещающая край поглощения. В литературе встречаются некоторые "семантические" различия в употреблении терминов NEXAFS и XANES. Различия могут касаться энергетического диапазона, который используется для экспериментов: в случае экспериментов с жёстким рентгеновским излучением чаще употребляется термин XANES, а в случае экспериментов с мягким рентгеновским излучением — термин NEXAFS. В дальнейшем во избежание путаницы мы будем употреблять только термин NEXAFS.

В режиме NEXAFS в процесс рассеяния вовлекается существенно большее количество атомов окружения, чем в режиме EXAFS, причём в рассеянии участвуют атомы не только из первой координационной сферы, но и из сфер, находящихся на значительных расстояниях от поглощающего атома. Анализ спектров NEXAFS позволяет получать информацию о локальной геометрии расположения атомов вокруг поглощающего атома, в том числе о валентных углах, которые слабо влияют на спектр EXAFS [10, 132–134].

6.1. Химическое картирование

Для NEXAFS-микроскопии с хорошей спектральной чувствительностью в диапазоне мягкого рентгеновского излучения требуется хорошее энергетическое разрешение ($E/\Delta E > 200$). Оно наиболее легко достижимо с помощью кристаллического монохроматора или дифракционной решётки, устанавливаемых перед микроскопом. Разрешающую способность 2000–5000 обычно обеспечивает СТМ. Конденсоры, используемые в ТРМ, имеют относительно низкое энергетическое разрешение (около 0,8 эВ), что ограничивает применение ТРМ для спектроскопии [134].

Распределение соответствующего элемента может быть восстановлено при сравнении двух изображений, полученных при энергиях выше и ниже конкретного края поглощения [135, 136] (рис. 18). Этот приём применим для образцов, содержащих химические элементы, края поглощения которых не перекрываются. Ситуация меняется, если образец состоит из смеси, основным компонентом которой является один и тот же элемент. Например, СТМ был использован [137] для изучения смеси сополимера стирола и акрилонитрила (SAN) и полиизоцианатного полиола с полидобавками (PIPA). Химическая селективность изображений на К-крае поглощения углерода однозначно определяет частицы SAN и PIPA. Поскольку спектры как SAN, так и PIPA демонстрируют сильное поглощение при $E = 285,0$ эВ (рис. 19а), на изображении, полученном при $E = 285,0$ эВ, видны частицы обоих типов (рис. 19б). При $E = 286,7$ эВ сильное поглощение дают только частицы SAN (рис. 19в). После вычитания изображения, показанного на рис. 19в, из изображения, представленного на рис. 19б, частицы PIPA могут быть без труда идентифицированы (рис. 19г).

СТМ может использоваться для количественного элементного анализа с субмикрометровым разрешением, если эталонные NEXAFS-спектры получены с точными шкалами массовых коэффициентов поглощения. Количественные карты состава могут быть построены, например, с помощью сингулярного разложения [138]. Сингулярное разложение требует наличия априорной информации об образце, и оно применимо только тогда, когда состав образца известен. Кроме того, линейные коэффициенты поглощения компонентов должны быть точно известны, для того чтобы минимизировать систематические ошибки при анализе. Каждое изображение

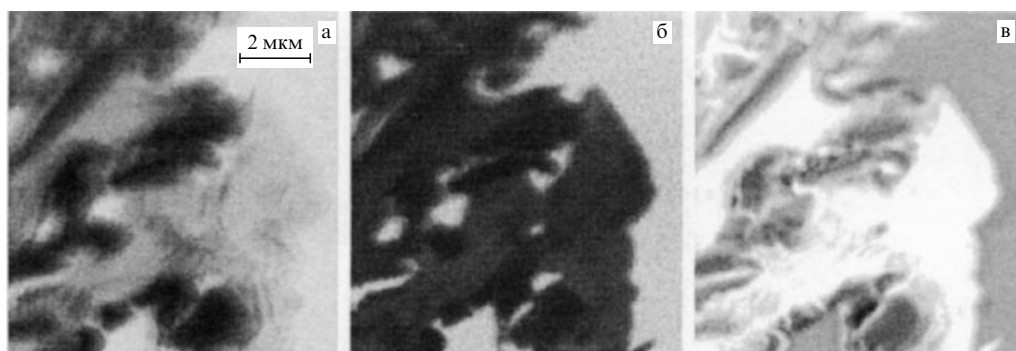


Рис. 18. Карты распределения углерода в тонком срезе верхнего слоя почвы из леса Арнот (Arnot) северной части штата Нью-Йорк. Изображения, соответствующие энергии (а) ниже ($E = 280$ эВ) и (б) выше ($E = 310$ эВ) К-края поглощения углерода. (в) Изображение, полученное вычитанием изображения, показанного на рис. а, из изображения, показанного на рис. б. Светлые области на рис. в соответствуют высокой концентрации углерода [135].

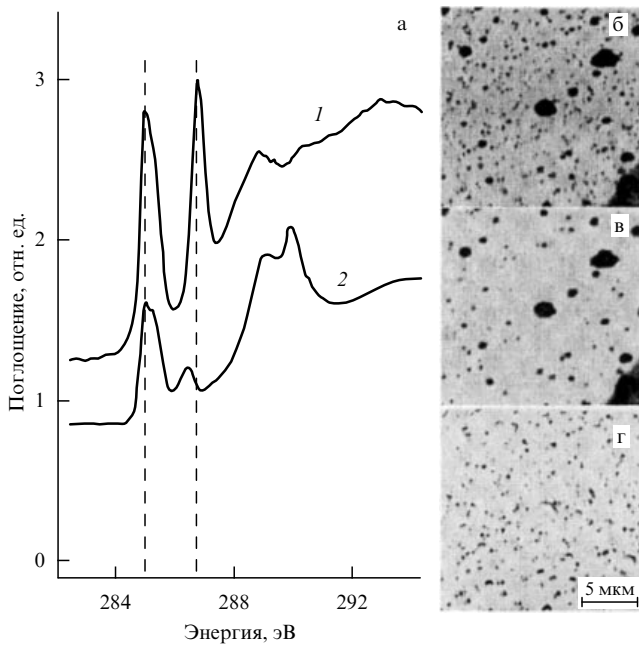


Рис. 19. (а) NEXAFS-спектры полиуретана, содержащего частицы SAN (кривая 1) и PIPA (кривая 2). Изображения, полученные при $E = 285,1$ эВ (б) и $287,2$ эВ (в). (г) Изображение, полученное вычитанием изображения, представленного на рис. в, из изображения, показанного на рис. б, — видны только частицы PIPA. Более тёмный цвет на рис. б–г соответствует более сильному поглощению РЛ [137].

преобразуется в оптическую плотность (optical density — OD): $OD = -\ln(I/I_0) = \tau_m \rho t$, где I — прошедшая интенсивность, I_0 — интенсивность первичного пучка РЛ. Объединение рентгеновских абсорбционных изображений, полученных на двух или более энергиях (для которых существует разница в рентгеновском поглощении материалов), приводит к системе линейных уравнений, которые могут быть решены, если число изображений равно числу компонентов или превышает его. Таким образом, массив коэффициентов аппроксимации для данного компонента, полученный путём сравнения (подгонки) индивидуальных спектров с линейной комбинацией эталонных спектров, даёт количественную химическую карту компонента [139, 140].

Для типовых деталей размером 200 нм и менее получение высококачественных спектров усложняется: при настройке фокусировки не должно быть никакого бокового сдвига пучка на образце. На практике эти ограничения создают сложности при записи спектров от областей, меньших ≈ 200 нм по ширине, тогда как "мягкие" рентгеновские микроскопы имеют разрешение в диапазоне 30–50 нм. Авторы работы [141] предложили подход, заключающийся в формировании "стопки" ("stack") изображений от небольшой области, получаемой при изменении энергии РЛ с малым шагом.

Если оптическая плотность измеряется в наборе дискретных энергий E_n , $n = 1, \dots, N$, для смеси $s = 1, \dots, S$ различных компонентов толщинами t_s с использованием гетерогенных столбцов образца $p = 1, \dots, P$, то измерение оптической плотности OD_{np} для одной энергии рентгеновского кванта n на одном столбце p даёт формулой

$$OD_{np} = \mu_{n1} t_{1p} + \mu_{n2} t_{2p} + \dots + \mu_{nS} t_{Sp}. \quad (11)$$

Из-за отклонений от идеального прямолинейного движения держателя образца, используемого для компенсации изменений положения зонной пластинки при изменении энергии рентгеновских квантов (и, следовательно, фокусного расстояния), эти изображения юстируются ("выравниваются") с использованием программного пакета aXis2000 [142] и последующего образования матрицы данных $OD_{N \times P} = \mu_{N \times S} t_{S \times P}$ [3, 143]. Если точные значения величин μ_{Ns} спектра поглощения для каждого s -го компонента образца известны, то можно найти пространственно разрешённые толщины компонентов $t_{S \times P}$ при инверсии матрицы:

$$t_{S \times P} = \mu_{N \times S}^{-1} OD_{N \times P}. \quad (12)$$

Инверсия матрицы спектров, содержащей все известные компоненты, $\mu_{N \times S}$ может быть осуществлена с использованием сингулярного разложения [138]. Поскольку метод "стопки" позволяет получать изображения через малые энергетические интервалы, можно наблюдать тонкие особенности спектров.

Во многих областях исследования, таких как биология или наука об окружающей среде, сложность состава образца и возможность реакций между его компонентами означают, что заранее все спектры поглощения $\mu_{N \times S}$ присутствующих в нём элементов не могут быть известны. В этом случае возможен подход, заключающийся в первоначальном использовании основного компонентного анализа [143] для ортогонализации и уменьшения шумов компонентов матрицы $OD_{N \times P}$, а затем в проведении кластерного анализа для сбора (комплектации) в группу столбцов на основе подобия характерных особенностей спектров [144]. Этот метод приводит к появлению набора спектров поглощения $\mu_{N \times S}$, где S теперь является индексом спектров, полученных из экспериментальных данных. Преимущество такого подхода заключается в способности увеличить отношение сигнал/шум для спектров гетерогенных образцов [3].

О больших возможностях химического картирования для изучения (качественного и количественного) конденсированных сред говорит большое количество публикаций, посвящённых биомедицине и биоматериалам [10, 38, 140, 145–155], синтетическим полимерам и биополимерам [19, 137–139, 142, 156–172], гелям [173–175], углеродным наноматериалам [176–179], зарядным устройствам и топливным элементам [16, 180–184], топливу [185, 186], окружающей среде [10, 23, 135, 172, 187–189], ботанике [190–194].

6.2. Определение валентности

Известно, что положение края поглощения РЛ сильно зависит от степени окисления поглощающего атома: с увеличением степени окисления он смещается в область более высоких энергий. Например, положение К-края поглощения Se с увеличением степени окисления меняется (степени окисления Se(+VI), Se(+IV), Se(0) и Se(–II) соответствуют энергиям 12,665, 12,662, 12,658 и 12,656 кэВ) и, следовательно, является характеристикой состояния окисления Se [195]. Сравнение измеренного спектра образца со спектром соединения, содержащего поглощающий атом с известной валентностью, позволяет сделать вывод о зарядовом состоянии данного атома в исследуемом соединении [6, 196–201].

Так, используя различия в NEXAFS-спектрах фаз Fe(III) и Fe(II), авторы работы [196], изучая биоминералы

лизацию бактерии *Acidovorax sp.* ВоFeN1 в присутствии растворённого Fe(II), обнаружили, что окисление начинается в периплазме с последующим образованием Fe(III)-минералов на поверхности клетки. Процесс в итоге приводит к полному декорированию клетки Fe(III)-минералами. В работе [197] ТРМ применялся для обнаружения изменений валентности в тонкоплёночных устройствах резистивного переключения SrTiO₃. Несколько исследований проводилось в режиме реального времени: L₂- и L₃-края поглощения железа использовались для контроля *in situ* валентности и координации железосодержащих образований, а K-край поглощения кислорода использовался для разделения различных кислородсодержащих образований в катализаторе Фишера–Тропша [198]. В работе [199] с применением ТРМ исследовались *in operando* (т.е. в процессе работы устройства) неоднородности распределения фаз системы мультичастиц LiFePO₄, принимающих участие в процессе обеднения литием электрических батарей.

6.3. Исследование магнитных структур

В отличие от рентгеновского излучения лабораторных источников, СИ в значительной степени поляризовано. В плоскости орбиты поляризация линейна. При этом вектор напряжённости электрического поля является перпендикулярным направлению распространения СИ и лежит в плоскости орбиты, а вектор магнитного поля перпендикулярен ей. Излучение, не лежащее в орбитальной плоскости, поляризовано эллиптически, причём с одной стороны от орбитальной плоскости имеет место левая поляризация, а с другой стороны — правая. В общем случае поляризованное излучение содержит смесь линейно и циркулярно поляризованных волн. Поляризация зависит от длины волны и угла отклонения от орбиты. Она может оказаться очень важным свойством при исследовании анизотропных или поляризованных объектов. В этом случае изменение направления вектора электрического поля или степени поляризации пучка может дать информацию, недоступную при использовании других источников рентгеновского излучения [202, 203].

Известно [20, 21, 204, 205], что сочетание рентгеновского микроскопа высокого разрешения с явлением рентгеновского магнитного кругового дихроизма (РМКД), т.е. с явлением зависимости поглощения РЛ с круговой поляризацией от магнитных свойств образца, обеспечивает хороший контраст изображений структуры магнитного домена, а также позволяет получить информацию о локальных спиновых и орбитальных моментах поглощающих объектов. Разность интенсивностей около L₃- и L₂-краёв поглощения при параллельной и антипараллельной ориентации спина и направлений намагничивания количественно соотносятся с величиной спина и орбитального магнитного момента, а также с анизотропией спиновой плотности и анизотропией орбитального момента. Поэтому магнитная спектроскопия может определять величины, направления и анизотропию (распределение величины по направлениям) атомных магнитных моментов [203]. Это даёт уникальную возможность, сопоставляя спектры, соответствующие двум краям поглощения, получать информацию о магнитном строении вещества на атомарном уровне [205–207].

Изображения многослойной системы Cr(3 нм)/Fe(50 нм)/Cr(6 нм), полученные на L₃- и L₂-крае погло-

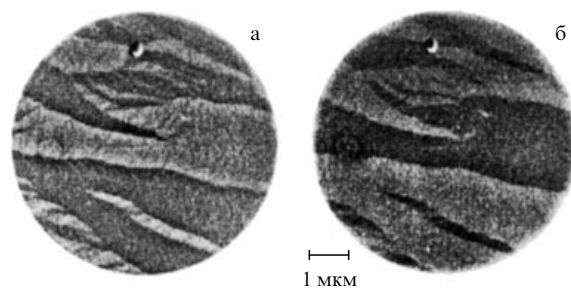


Рис. 20. Изображения многослойной плёнки Cr(3 нм)/Fe(50 нм)/Cr(6 нм), полученные на L₃-крае (а) и L₂-крае (б) поглощения Fe [208].

щения Fe, приведены на рис. 20. Наблюдаемое изменение контраста является однозначным доказательством его магнитного характера [208].

Основным преимуществом симбиоза рентгеновской микроскопии и РМКД является возможность регистрировать изображения в различных внешних магнитных полях, что даёт информацию об эволюции намагниченности доменов в пределах полной петли гистерезиса [209–212]. Магнитный ТРМ также использовался для изучения слоистых магнитных структур [22] и непосредственного наблюдения движения и процесса депиннинга стенок магнитных доменов [213–216].

Благодаря присущей СИ временной структуре с длительностью импульса 100 пс и менее возможны исследования спиновой динамики [217–224]. Стробоскопический метод "накачка–зонд" [22, 218] использовался для наблюдения на пикосекундной временной шкале, после того как возбуждалось основное состояние вихревой структуры импульсом внешнего поля длительностью 1 нс [217]. Времяразрешающая "мягкая" ТРМ применялась для визуализации динамики магнитного вихря в дисках из пермаллоя (Fe₁₉Ni₈₁ [218] и Fe₂₀Ni₈₀ [219]) с пространственным разрешением 25 нм и временным разрешением 70 пс. Авторы работы [220] наблюдали движение магнитного вихревого ядра в гексагональной структуре пермаллоя.

6.4. Использование ориентационной чувствительности

Обладая большой длиной свободного пробега, возбуждённый фотоэлектрон может многократно рассеиваться на атомах окружения. Поэтому форма NEXAFS-спектра зависит не только от длин, но и от углов и симметрии связей. В антимагнитных системах линейный рентгеновский дихроизм указывает на наличие асимметрии заряда, обусловленной окружением атома с симметрией ниже, чем кубическая. В магнитных системах поляризационная зависимость может иметь место даже в окружении с кубической симметрией [225]. В той степени, в которой коэффициент поглощения конкретной области образца зависит от её ориентации по отношению к плоскости поляризации, NEXAFS-спектр будет изменяться с изменением ориентации области относительно вектора электрического поля (рис. 21).

Рентгеновская микроскопия и линейный дихроизм впервые были использованы для того, чтобы показать, что на изображениях при фиксированной энергии квантов наблюдается ориентационная чувствительность [226]. Излучение на оси ондулятора с поперечным магнитным полем линейно поляризовано. Поэтому использование СТМ-изображений, полученных при двух взаимно пер-

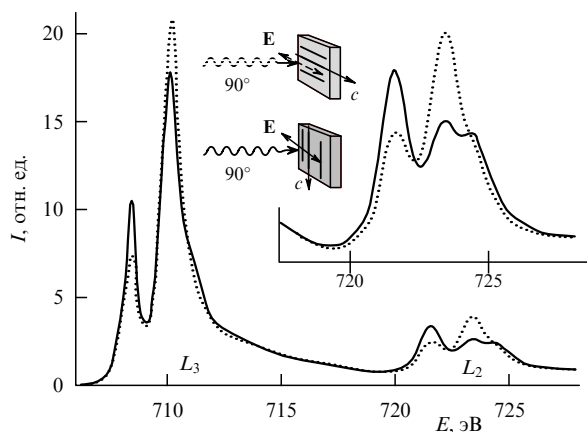


Рис. 21. NEXAFS-спектры $L_{2,3}$ -краёв поглощения Fe эпитаксиальной плёнки LaFeO_3 , выращенной на подложке SrTiO_3 (110), записанные с использованием линейно поляризованных РЛ. В случае спектра, показанного сплошной кривой, вектор электрического поля E перпендикулярен кристаллографической оси c плёнки, а для спектра, изображённого пунктирной кривой, вектор E параллелен оси c [225].

пендикулярных поляризациях излучения, даёт возможность выделить вклад контраста за счёт ориентации. Вычитание одного изображения из другого даёт вклад только линейного дихроизма образца и, следовательно, обеспечивает создание карты ориентации областей объекта с хорошим угловым разрешением [227].

Ориентационная чувствительность NEXAFS-спектров использовалась в спектроскопии для исследований ориентации молекул в органических наноматериалах [228, 229], блочной структуры органических плёнок [230, 231], органических полупроводников [232], транзисторов [233, 234], ориентации молекул в искусственных и природных волокнах [226, 235, 236], а также структуры жидких кристаллов [227, 237], углеродных нанотрубок [177].

7. Сканирующий рентгеновский флуоресцентный микроскоп

Принцип работы сканирующего рентгеновского флуоресцентного микроскопа (СРФМ) связан с фотовозбуждением электронов в освещённом РЛ объёме образца. Если энергия первичного рентгеновского кванта, который поглощается связанным электроном, больше энергии связи электрона, то поглощающий электрон будет выбит из его атомной орбитали. В последующий момент электрон, занимающий более высокий энергетический уровень, перейдёт на освобождённую орбиталь, испу-

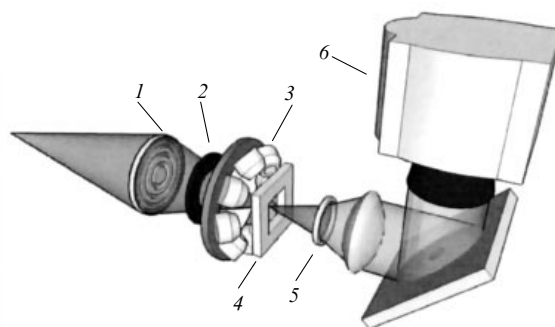


Рис. 22. СРФМ с зонной пластинкой 1, сортировочной диафрагмой 2, "ожерельем" из энергодисперсионных детекторов рентгеновского флуоресцентного излучения 3, держателем образца 4, системой преобразования рентгеновских квантов в световые фотоны 5 и детектором быстрого считывания 6 [238].

ская квант с энергией, равной разности энергий между двумя состояниями. Излучаемый рентгеновский энергетический спектр обычно состоит из нескольких характеристических линий, соответствующих разности энергий между конкретными орбитальными оболочками. Этот спектр позволяет однозначно идентифицировать химический элемент. Сильной стороной метода является то, что количество флуоресцентных квантов в единицу времени непосредственно связано с количеством данного элемента в освещённом объёме образца. Таким образом, сравнивая площади пиков в спектрах флуоресценции, соответствующих различным химическим элементам, можно установить количественный элементный состав образца [13].

Характеристические спектры могут одновременно регистрироваться восьмью кремниевыми дрейфовыми детекторами [238] (рис. 22) или детектором с большой рабочей поверхностью, большим приёмным телесным углом и высокой скоростью счёта [239].

Режим СРФМ позволяет осуществить одновременную регистрацию рентгеновского поглощения (или фазового контраста изображений) и флуоресцентных квантов в диапазоне мягкого рентгеновского излучения, что особенно привлекательно для биологических исследований [240], а также одновременно получить распределения элементов с низким атомным номером (от В до Р) от эмиссионных линий К-серии и элементов с более высоким атомным номером (от Са до Nb) от линий L-серии (рис. 23).

СРФМ находит широкое применение в различных областях науки [240, 242]. Так, в 2013 г. появились публикации, посвящённые изучению внутриклеточного церебрального метаболизма глюкозы [243, 244], взаимо-

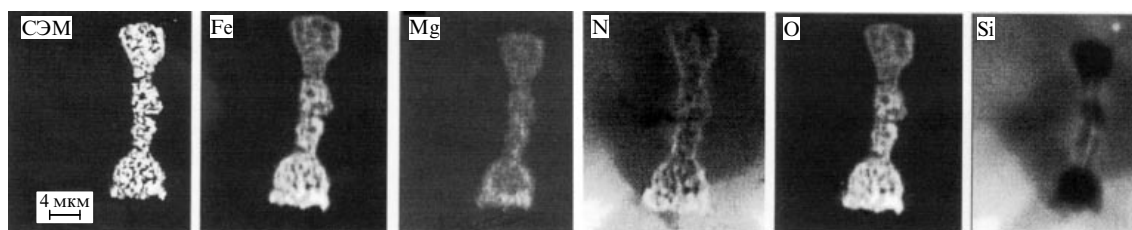


Рис. 23. Изображения асбестовой частицы, извлечённой из лёгочной ткани, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) в лучах характеристических линий Fe, Mg, N, O, Si при энергиях пучка 1,935 кэВ (Si, Mg) и 0,9 кэВ (Fe, N, O) [241].

действия магнитных наночастиц CoFe_2O_4 с клетками U87MG [245] и пищеварительными соками модельного организма беспозвоночных [246], а также взаимодействия асбеста с железом в лёгочных тканях человека [247].

8. Получение трёхмерных изображений (томография)

Одним из важных преимуществ РЛ является их высокая проникающая способность, и большая часть исследований приходится на изучение образцов, слишком толстых для электронных микроскопов. Однако для толстых образцов может возникнуть проблема перекрытия деталей внутренней структуры изучаемого объекта, лежащих на разной глубине. Поэтому 2D-изображения часто слишком сложны и неинформативны, и тогда трёхмерная (3D) визуализация становится особенно желательной. Трёхмерная рентгеновская микроскопия появилась в качестве метода изображения, который способен выявить трёхмерную микроструктуру широкого диапазона материалов. Неразрушающая природа РЛ наделила эту технику чрезвычайной привлекательностью, обеспечивая получение 3D-информации об образце не только в режиме реального времени, но и при наличии различных внешних воздействий.

Рентгеновская томография впервые была продемонстрирована Хаддадом с соавторами [248] с использованием СТМ и Леером [249] с использованием ТРМ. В дальнейшем благодаря хорошей скорости сбора данных трансмиссионная рентгеновская микроскопия завоевала в томографии лидирующие позиции. Поэтому одним из важнейших успехов в области рентгеновской микроскопии следует считать реализацию коммерческого производства томографических ТРМ фирмой Xradia (в 2013 г. Xradia вошла в состав фирмы Carl Zeiss Microscopy и получила новое название: Carl Zeiss X-ray Microscopy Inc., Pleasanton, CA, USA), способных построить 3D-изображения с разрешением не хуже 50 нм и полем зрения до 65 мкм [33, 75, 250].

При сборе данных для томографической реконструкции держатель образца в идеале должен обеспечить вращение образца вокруг оси, нормальной направлению распространения первичного пучка РЛ, как минимум на 180° , причём конечное пространственное разрешение улучшается с увеличением количества проекций. Проекция, полученные для различных угловых положений образца, выравниваются по общей оси вращения. Существует ряд алгоритмов, применяемых для выполнения этого шага. Наиболее популярной, по-видимому, является программа IMOD [251], использующая для выравнивания реперы. В отличие от IMOD, программа Alignator [252] находит локальные области на различных угловых проекциях, которые служат для выравнивания этих областей, и поэтому для 3D-реконструкции отпадает необходимость в реперах.

Методы восстановления объёмного изображения различаются главным образом по уровню шума и/или количеству артефактов, присутствующих в окончательной реконструкции, а также по плавности или резкости границы объекта на изображении. Цель всех этих методов — обеспечить минимальный уровень шума, сохраняя всю необходимую детализацию изображения. Однако способы, которые уменьшают шум, часто ухудшают разрешение. Компромисс, который может быть достиг-

нут между уровнем шума и разрешением, как правило, зависит от того, какая последующая обработка будет применяться для реконструкции [253].

Наиболее широко используемый алгоритм восстановления 3D-изображения — фильтрация обратного проецирования [254, 255]. Программа Vsoft была разработана для анализа набора данных криотомографии, которые характеризуются низкой контрастностью и высоким уровнем шума [256]. Для реконструкции Vsoft использует обратное проецирование и алгоритм обратного пространства. Другой программный пакет, ХМIPP [257], по мнению авторов работы [258], более эффективен, чем метод фильтрации обратного проецирования. Программное обеспечение для обработки наноразмерных изображений в методе ТРМ постоянно совершенствуется, и в последнее время достигнуто его значительное улучшение [259, 260].

Области использования абсорбционной и фазово-контрастной томографии чрезвычайно обширны. Следует особо выделить изучение мягких тканей с применением криогенной томографии [11]. Этот подход стал использоваться в таких биологических исследованиях, в которых важно не столько определение химического состава образца, сколько получение высокого рентгеновского абсорбционного контраста, исключающего появление артефактов, вносимых окрашиванием образца. Поскольку образцы в процессе сбора данных не сканируются, ТРМ позволяет проводить томографию при криогенных температурах с помощью соответствующего криостата [261].

Другая область использования микротомографии — материаловедение [15], включая изучение топливных элементов и батарей [262–267], интегральных схем [268, 269], пористых структур [270, 271] (рис. 24), сплавов [272], кристаллов [72], цемента [273].

В центре внимания всех томографических подходов СТМ явно прослеживается сочетание химической информации с высоким пространственным разрешением в трёх измерениях. Тем не менее использующая сканирование СТМ довольно "медлительна" по сравнению с ТРМ. Однако основным преимуществом СТМ-томографии над ТРМ является возможность извлечения информации о внутренних особенностях химического состава образца, т.е. сочетание микроскопии и NEXAFS-спектроскопии [7].

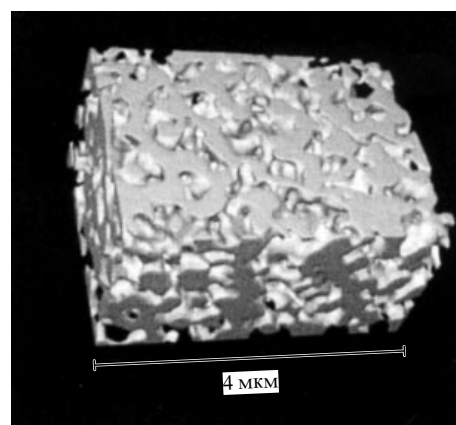


Рис. 24. Изображение пористой структуры небольшого объёма ($2 \times 3 \times 4$ мкм³) из 3D-реконструкции золотой проволоки [270].

Недавно было показано [274], что возможно построение, наряду со спектротомографическими изображениями, поляризационно-зависимых 3D-изображений нанообъектов. В качестве такого объекта была выбрана нанолента титаната натрия.

9. Заключение. Перспективы и выводы

Сегодня рентгеновская микроскопия стала обычным и часто используемым методом. Она открыла беспрецедентно широкие возможности для изучения самых разнообразных сложных материалов различного происхождения. Популярность метода обусловлена высоким научным интересом к проведению неинвазивных измерений при исследовании внутренних наноразмерных свойств природных или искусственных материалов.

ТРМ и СТМ всегда рассматривались в качестве взаимодополняющих методов; обе эти микроскопии примерно одинаково популярны, и каждая из них имеет свои важные преимущества. Вероятно, такая точка зрения не изменится в ближайшем будущем. СТМ всегда будет обладать преимуществом в исследовании следовых концентраций элементов, в способности быстро переходить от большого поля зрения к малому, удерживать постоянное увеличение даже при изменении энергии рентгеновского излучения, в способности к изображению объекта при дозе облучения, близкой к теоретическому минимуму. С другой стороны, ТРМ переживает период технического совершенствования. Она продвигается в область энергий в несколько кэВ и к криомикроскопии, что вместе с традиционными основными приёмами сбора мультиплексированных данных укрепляет её лидирующее положение в томографии, в которой ТРМ становится обычной экспериментальной техникой. Новая тенденция заключается в интеграции ТРМ и СТМ в одном приборе с возможностью переключения между этими двумя видами микроскопии [275].

Другая современная тенденция — исследования с использованием двух взаимодополняющих методов с последующим объединением наборов данных для создания информативного композиционного изображения. Примером концепции корреляции изображений недавно стала комбинация "мягкой" рентгеновской томографии с флуоресцентной световой микроскопией [276].

По-видимому, существуют два пути развития экспериментальной базы рентгеновской микроскопии: создание коммерчески доступных лабораторных томографических систем (примером может служить деятельность Xradia) и построение мультимодальной аналитической платформы, предполагающей объединение различных методов: рентгеновской трансмиссионной микроскопии, NEXAFS-спектроскопии, методов регистрации вторичных процессов (рентгеновской флуоресценции и вторичных электронов), оптической флуоресценции и т.д. Возможность объединения различных аналитических методов в одном эксперименте является одним из уникальных преимуществ рентгеновской микроскопии.

Очевидно, одной из основных задач на ближайшие годы будет развитие передовой рентгеновской оптики, подавляющей рентгеновский фон и преодолевающей ограничения глубины фокуса в томографии. Рентгеновская оптика мягкого рентгеновского излучения обеспечивает пространственное разрешение ~ 10 нм, сокращая при этом глубину фокуса до ~ 100 нм в "водяном

окне". Жёсткое рентгеновское излучение обладает отличной структурной, элементной и химической чувствительностью и обеспечивает хорошую проникающую способность. Эти свойства особенно подходят для исследований *in situ* и *in operando*, экспериментальное осуществление которых с применением других методов (например, электронной микроскопии) затруднено или невозможно.

Современные микроскопы жёсткого рентгеновского излучения обладают пространственным разрешением до нескольких десятков нанометров. Тем не менее для широкого круга научных проблем (выяснения взаимосвязи между структурой и функциональностью) доведение пространственного разрешения до нанометрового уровня имеет важное значение. В последние годы достигнуты определённые успехи в производстве многослойных лауэ-линз, способных формировать линейный наноразмерный фокус с эффективностью порядка 70 %. Для фокусировки "в точку" требуются две "скрещённые" линзы [277], что усложняет юстировку микроскопа и может привести к ухудшению эффективности оптической системы. Выход будет найден, когда удастся изготовить круговую многослойную лауэ-линзу. Однако эффективность фокусировки может приблизиться к 100 % при использовании непоглощающей фазосдвигающей круговой ЗПФ с параболическим (т.е. киноформным) профилем зон. Пока такие профили очень трудно реализовать с помощью существующих методов литографии.

Среди главных особенностей рентгеновской микроскопии — постоянное совершенствование электронных детекторов РЛ, проекционного и энергетического разрешения. Химическая информация с хорошим пространственным разрешением может помочь в разработке и синтезе иерархических функциональных материалов. Возможность многомерного сочетания пространственного разрешения на наноуровне с химическим и временным разрешением является одной из самых больших перспектив будущих исследований материи. Сверхбыстрые фемтосекундные рентгеновские источники добавят, наряду со своей высокой яркостью, фундаментальную магнитную шкалу времени: возможно, что изображение спиновой динамики будет получено облучением объекта одним импульсом. В связи с этим можно предвидеть разработку и анализ новых передовых магнитных материалов для открытия огромного разнообразия взаимодействий и использования их в приложениях.

Современная рентгеновская микроскопия, несмотря на её популярность, требует дальнейшего совершенствования. После того как будет достигнут прогресс в качестве экспериментальных данных посредством улучшения подготовки объектов исследования, оптики микроскопа, стратегии сбора данных и методов реконструкции изображения, а также в разработке полной модели взаимодействия РЛ с веществом, рентгеновская микроскопия может стать рутинным методом исследования конденсированных сред.

Список литературы

1. Лидер В В, Ковальчук М В *Кристаллография* **58** 764 (2013); Lider V V, Kovalchuk M V *Crystallogr. Rep.* **58** 769 (2013)
2. Лидер В В *УФН* **185** 393 (2015); Lider V V *Phys. Usp.* **58** 365 (2015)
3. Howells M, Jacobsen C, Warwick T, in *Science of Microscopy* (Eds P W Hawkes, J C H Spence) Vol. 2 (New York: Springer, 2007) p. 835

4. Kirz J, Jacobsen C *J. Phys. Conf. Ser.* **186** 012001 (2009)
5. Kaulich B et al. *J. Phys. Condens. Matter* **23** 083002 (2011)
6. Behrens S, Kappler A, Obst M *Environ. Microbiol.* **14** 2851 (2012)
7. Obst M, Schmid G *Meth. Mol. Biol.* **1117** 757 (2014)
8. Sakdinawat A, Attwood D *Nature Photon.* **4** 840 (2010)
9. Andrews J C et al. *Microsc. Res. Tech.* **74** 671 (2011)
10. Sedlmair J *Soft X-Ray Spectromicroscopy of Environmental and Biological Samples* (Göttingen Ser. in X-Ray Physics, Vol. 7) (Göttingen: Universitätsverlag, 2011)
11. Carzaniga R et al. *Protoplasma* **251** 449 (2014)
12. Yoon T H *Appl. Spectrosc. Rev.* **44** 91 (2009)
13. Holt M et al. *Annu. Rev. Mater. Res.* **43** 183 (2013)
14. Chae S et al. *Int. J. Concr. Struct. Mater.* **7** 95 (2013)
15. Lavery L L et al. *Microsc. Today* **22** 16 (2014)
16. Hitchcock A P, Toney M F *J. Synchrotron Radiat.* **21** 1019 (2014)
17. Lawrence J R et al. *J. Microsc.* **261** 130 (2016)
18. Hitchcock A P et al. *Aust. J. Chem.* **58** 423 (2005)
19. Hitchcock A P et al., in *Proteins at Interfaces III. State of the Art* (ACS Symp. Ser., Vol. 1120, Eds T Horbett, J L Brash, W Norde) (Washington, DC: American Chemical Society, 2012) p. 731
20. Fischer P, Im M-Y *IEEE Photon. J.* **2** 260 (2010)
21. Fischer P *IEEE Trans. Magn.* **51** 1 (2015)
22. Kuch W et al., in *Magnetic Microscopy of Layered Structures* (Springer Ser. in Surface Sciences, Vol. 57) (Berlin: Springer-Verlag, 2015) p. 189
23. Moffet R C, Tivanski A V, Gilles M K, in *Fundamentals and Applications in Aerosol Spectroscopy* (Eds R Signorell, J P Reid) (Boca Raton, FL: CRC Press, Taylor & Francis, 2010) p. 420
24. Thieme J et al. *J. Synchrotron Radiat.* **17** 149 (2010)
25. Hitchcock A P, Toney M F *J. Synchrotron Radiat.* **21** 1019 (2014)
26. Niemann B, Rudolph D, Schmahl G *Appl. Opt.* **15** 1883 (1976)
27. Kenney J M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.* **222** 37 (1984)
28. Hertz H M et al. *J. Struct. Biol.* **177** 267 (2012)
29. Merkle A, Gelb J *Microsc. Microanal.* **19** 1314 (2013)
30. Müller M et al. *Opt. Express* **22** 23489 (2014)
31. Tkachuk A et al. *Z. Kristallogr.* **222** 650 (2007)
32. Feser M et al. *Meas. Sci. Technol.* **19** 094001 (2008)
33. Epting W K, Gelb J, Lütster S *Adv. Funct. Mater.* **22** 555 (2012)
34. Jeon S Y et al. *Yonsei Med. J.* **49** 337 (2008)
35. Kalcoyne A L et al. *J. Synchrotron Radiat.* **10** 125 (2003)
36. Baez A V *J. Opt. Soc. Am.* **42** 756 (1952)
37. Yin G-C et al. *Appl. Phys. Lett.* **89** 221122 (2006)
38. Kirz J, Jacobsen C, Howells M *Q. Rev. Biophys.* **28** 33 (1995)
39. Attwood D *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000)
40. Michette A G *Optical Systems for Soft X-Rays* (New York: Plenum Press, 1986); Пер. на русск. яз.: Мишкетт А *Оптика мягкого рентгеновского излучения* (М.: Мир, 1989)
41. Wu S-R, Hwu Y, Margaritondo G *Materials* **5** 1752 (2012)
42. Awaji M et al. *J. Synchrotron Radiat.* **9** 125 (2002)
43. Takeuchi A et al. *IPAP Conf. Ser.* **7** 360 (2006)
44. Yun W et al. *Rev. Sci. Instrum.* **70** 2238 (1999)
45. Rehbein S et al. *AIP Conf. Proc.* **1365** 32 (2011)
46. Takeuchi A, Suzuki Y, Takano H *J. Synchrotron Rad.* **9** 115 (2002)
47. Kirz J, Attwood D, in *X-Ray Data Booklet* (Berkeley, CA: Lawrence Berkeley National Laboratory, 2001) p. 4-28
48. Liu Y et al. *Opt. Lett.* **37** 3708 (2012)
49. Johansson G A et al. *J. Synchrotron Rad.* **14** 395 (2007)
50. Andrews J C et al. *Microsc. Microanal.* **16** 327 (2010)
51. Chen Y-T et al. *Nanotechnology* **19** 395302 (2008)
52. Chao W et al. *Opt. Lett.* **28** 2019 (2003)
53. Chao W et al. *Nature* **435** 1210 (2005)
54. Keskinbora K et al. *Opt. Express* **21** 11747 (2013)
55. Feng Y et al. *J. Vac. Sci. Technol. B* **25** 2004 (2007)
56. Werner S et al. *Microelectron. Eng.* **87** 1557 (2010)
57. Vila-Comamala J et al. *Opt. Express* **19** 175 (2011)
58. Chang C, Sakdinawat A *Nature Commun.* **5** 4243 (2014)
59. Rudolph D, Niemann B, Schmahl G *Proc. SPIE* **316** 103 (1982)
60. Mayer M et al. *Ultramicroscopy* **111** 1706 (2011)
61. Pratsch C et al. *Opt. Express* **22** 30482 (2014)
62. Tamura S et al. *J. Synchrotron Radiat.* **9** 154 (2002)
63. Keskinbora K et al. *Opt. Express* **22** 18440 (2014)
64. Sanli U T et al. *Proc. SPIE* **9592** 95920F (2015)
65. Düvel A, Rudolph D, Schmahl G *AIP Conf. Proc.* **507** 607 (2000)
66. Golant K M et al. *Appl. Opt.* **46** 5964 (2007)
67. Koyama T et al. *Rev. Sci. Instrum.* **83** 013705 (2012)
68. Selin M et al. *Opt. Lett.* **40** 2201 (2015)
69. Heck J M et al. *J. X-Ray Sci. Technol.* **8** 95 (1998)
70. Schmahl G et al. *Optik* **93** 95 (1993)
71. Niemann B, Rudolph D, Schmahl G *Opt. Commun.* **12** 160 (1974)
72. Chen J et al. *Appl. Phys. Lett.* **92** 233104 (2008)
73. Guttmann P et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **186** 012064 (2009)
74. Sorrentino A et al. *J. Synchrotron Radiat.* **22** 1112 (2015)
75. Merkle A, Gelb J, Lavery L *Microsc. Microanal.* **19** 1314 (2013)
76. Benk M et al. *Opt. Lett.* **33** 2359 (2008)
77. Zeng X et al. *Appl. Opt.* **47** 2376 (2008)
78. Berglund M et al. *J. Microsc.* **197** 268 (2000)
79. Hertz H M et al. *J. Struct. Biol.* **177** 267 (2012)
80. Legall H et al. *Opt. Express* **20** 18362 (2012)
81. Marschall F et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **499** 012007 (2014)
82. Vogt U et al. *Opt. Lett.* **31** 1465 (2006)
83. Wessels P et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **499** 012009 (2014)
84. Jefimovs K et al. *J. Synchrotron Radiat.* **15** 106 (2008)
85. Kirz J et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **87** 92 (1994)
86. Abraham-Peskir J V et al. *Med. Sci. Res.* **26** 663 (1998)
87. Magowan C et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **94** 6222 (1997)
88. Abraham-Peskir J V *Eur. J. Protistology* **34** 51 (1998)
89. Williams S et al. *J. Microsc.* **2** 155 (1993)
90. Wu H R et al. *J. Phys. D* **45** 242001 (2012)
91. Meyer-Ilse W et al. *J. Microsc.* **201** 395 (2001)
92. van Schooneveld M M et al. *Small* **7** 804 (2011)
93. Hertz H M et al. *Chem. Geol.* **329** 26 (2012)
94. Liao Z et al. *Adv. Eng. Mater.* **16** 486 (2014)
95. Nelson J et al. *J. Am. Chem. Soc.* **134** 6337 (2012)
96. Knehr K W et al. *J. Electrochem. Soc.* **162** A255 (2015)
97. Блохин М А *Физика рентгеновских лучей* (М.: ГИИТЛ, 1957)
98. Zernike F Z. *Tech. Physik.* **16** 454 (1935)
99. Schmahl G et al. *Rev. Sci. Instrum.* **66** 1282 (1995)
100. Neuhäusler U et al. *J. Phys. D* **36** A79 (2003)
101. Schneider G et al., in *X-Ray Microscopy and Spectromicroscopy. Statue Report from the Fifth Intern. Conf., Würzburg, August 19–23, 1996* Vol. 1 (Eds J Thieme et al.) (Berlin: Springer, 1998) p. 111
102. Kim G B et al. *Microsc. Res. Tech.* **71** 639 (2008)
103. Chien C C et al. *Biotechnol. Adv.* **31** 375 (2013)
104. Lee O et al. *Microsc. Res. Tech.* **73** 1110 (2010)
105. Chao S C et al. *J. Electrochem. Soc.* **158** A1335 (2011)
106. Neuhäusler U, Schneider G *Microelectron. Eng.* **83** 1043 (2006)
107. Sakdinawat A, Liu Y *Opt. Express* **16** 1559 (2008)
108. Chen Y-T et al. *Opt. Lett.* **36** 1269 (2011)
109. Wilhein T et al. *Appl. Phys. Lett.* **78** 2082 (2001)
110. Kaulich B et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **19** 797 (2002)
111. Feser M et al. *Proc. SPIE* **4499** 117 (2001)
112. Chang C et al. *Appl. Opt.* **41** 7384 (2002)
113. Chang C et al. *Opt. Lett.* **31** 1564 (2006)
114. Bertilson M C et al. *Appl. Phys. Lett.* **92** 064104 (2008)
115. Nakamura T, Chang C *Phys. Rev. A* **83** 043808 (2011)
116. Morrison G R *Proc. SPIE* **1741** 186 (1993)
117. Thibault P et al. *Phys. Rev. A* **80** 043813 (2009)
118. Hornberger B et al. *J. Synchrotron Rad.* **15** 355 (2008)
119. Feser M et al. *AIP Conf. Proc.* **507** 367 (2000)
120. Feser M et al. *J. Physique IV* **104** 529 (2003)
121. Feser M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **565** 841 (2006)
122. Kourousias G et al. *X-Ray Spectrom.* **44** 163 (2015)
123. Morrison G R, Browne M T *Rev. Sci. Instrum.* **63** 611 (1992)
124. Vogt S et al. *Ultramicroscopy* **87** 25 (2001)
125. Chapman H N, Jacobsen C, Williams S *Rev. Sci. Instrum.* **66** 1332 (1995)
126. Gianoncelli A et al. *Appl. Phys. Lett.* **89** 251117 (2006)
127. Morrison G R et al. *J. Physique IV* **104** 547 (2003)
128. Menzel A et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **186** 012054 (2009)
129. de Jonge M D et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **186** 012006 (2009)
130. Hornberger B, Feser M, Jacobsen C *Ultramicroscopy* **107** 644 (2007)

131. de Jonge M D et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 163902 (2008)
132. Rehr J J, Albers R C *Rev. Mod. Phys.* **72** 621 (2000)
133. Hähner G *Chem. Soc. Rev.* **35** 1244 (2006)
134. Ade H, Hitchcock A P *Polymer* **49** 643 (2008)
135. Lehmann J et al., in *Biophysico-Chemical Processes Involving Natural Nonliving Organic Matter in Environmental Systems* (Eds N Senesi, B Xing, P M Huang) (Hoboken, NJ: Wiley, 2009) p. 729
136. Miot J et al. *Geobiology* **9** 459 (2011)
137. Hitchcock A P et al. *Ultramicroscopy* **88** 33 (2001)
138. Koprinarov I N et al. *J. Phys. Chem. B* **106** 5358 (2002)
139. Ade H, Urquhart S, in *Chemical Applications of Synchrotron Radiation* (Adv. Ser. in Phys. Chem., Vol. 12, Ed. T-K Sham) (Singapore: World Scientific, 2002) p. 285
140. Hitchcock A P et al. *J. Biomater. Sci. Polym. Ed.* **13** 919 (2002)
141. Jacobsen C et al. *J. Microsc.* **197** 173 (2000)
142. Hitchcock A P *J. Synchrotron Rad.* **8** 66 (2001)
143. Jacobsen C et al. *Surf. Rev. Lett.* **9** 185 (2002)
144. King P L et al. *J. Vac. Sci. Technol. A* **7** 3301 (1989)
145. Lerotic M et al. *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **144–147** 1137 (2005)
146. Jacobsen C *Trends Cell Biol.* **9** 44 (1999)
147. Ade H, Stoll H *Nature Mater.* **8** 281 (2009)
148. Obst M et al. *Geochim. Cosmochim. Acta* **73** 4180 (2009)
149. Hitchcock A P et al. *Geobiology* **7** 432 (2009)
150. Dynes J J et al. *Sci. Total Environ.* **369** 369 (2006)
151. Salome M et al. *Am. Inst. Phys. Conf. Proc.* **507** 178 (2000)
152. Chan C S et al. *ISME J.* **5** 717 (2011)
153. Yangquanwei Z, Neethirajan S, Karunakaran C *Nanoscale Res. Lett.* **8** 463 (2013)
154. Sun S et al. *Int. J. Mol. Sci.* **15** 23604 (2014)
155. Cosmidis J et al. *Acta Biomater.* **12** 260 (2015)
156. Urquhart S G et al. *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **100** 119 (1999)
157. Hitchcock A P et al. *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **144–147** 259 (2005)
158. Zhang W et al. *Macromolecules* **35** 8029 (2002)
159. Ade H et al. *Polymer* **36** 1843 (1995)
160. Si M et al. *Macromolecules* **39** 4793 (2006)
161. McNeill C R et al. *Macromolecules* **40** 3263 (2007)
162. Takekoh R et al. *Macromolecules* **38** 542 (2005)
163. Muntean L et al. *J. Vac. Sci. Technol. B* **23** 1630 (2005)
164. Araki T et al. *J. Biomat. Sci. Polym. E* **16** 611 (2005)
165. Croll L M, Stöver H D H, Hitchcock A P *Macromolecules* **38** 2903 (2005)
166. Wang J et al. *J. Synchrotron Rad.* **14** 181 (2007)
167. Iwata N et al. *Micron* **37** 290 (2006)
168. Rightor E G et al. *Macromolecules* **35** 5873 (2002)
169. Leung B O et al. *Langmuir* **25** 13332 (2009)
170. Mitchell G E et al. *Polymer* **52** 3956 (2011)
171. Arrua R D et al. *Anal. Chem.* **86** 2876 (2014)
172. Karunakaran C et al. *PLoS One* **10** e0122959 (2015)
173. Mitchell G E et al. *Macromolecules* **35** 1336 (2002)
174. Fujii S et al. *J. Am. Chem. Soc.* **127** 16808 (2005)
175. Fujii S et al. *Langmuir* **25** 2588 (2009)
176. Felten A et al. *Nano Lett.* **7** 2435 (2007)
177. Bittencourt C et al. *Beilstein J. Nanotechnol.* **3** 345 (2012)
178. Bittencourt C, Krüger P, Lagos M J *Beilstein J. Nanotechnol.* **3** 789 (2012)
179. Bittencourt C et al. *Chem. Phys. Lett.* **587** 85 (2013)
180. Boesenberg U et al. *Chem. Mater.* **25** 1664 (2013)
181. Berejnov V et al. *Phys. Chem. Chem. Phys.* **14** 4835 (2012)
182. Li L et al. *Nature Commun.* **6** 6883 (2015)
183. Yu Y-S et al. *Adv. Energy Mater.* **5** 1402040 (2014)
184. Gallaway J W et al. *J. Electrochem. Soc.* **161** A275 (2014)
185. Cody G D et al. *Energy Fuels* **9** 153 (1995)
186. Braun A et al. *Fuel* **83** 997 (2004)
187. Lawrence J R et al. *Appl. Environ. Microbiol.* **69** 5543 (2003)
188. Solomon D et al. *Sci. Total Environ.* **438** 372 (2012)
189. Chen C et al. *Environ. Sci. Technol.* **48** 6678 (2014)
190. Cody G D *AIP Conf. Proc.* **507** 307 (2000)
191. Buckley C J et al. *Holzforchung* **56** 215 (2002)
192. Boyce C K et al. *Int. J. Plant Sci.* **164** 691 (2003)
193. Karunakaran C et al., Saskatoon. Canadian Light Source 50 (2010)
194. Orazi R et al., Saskatoon. Canadian Light Source 118 (2013)
195. Myneni S C B, Tokunaga T K, Brown G E (Jr.) *Science* **278** 1106 (1997)
196. Miot J et al. *Geochim. Cosmochim. Acta* **73** 696 (2009)
197. Koehl A et al. *APL Mater.* **1** 042102 (2013)
198. de Smit E et al. *Nature* **456** 222 (2008)
199. Wang J, Chen-Wiegart Y K, Wang J *Nature Commun.* **5** 4570 (2014)
200. Henzler K et al. *Nano Lett.* **13** 824 (2013)
201. Chueh W C et al. *Nano Lett.* **13** 866 (2013)
202. Овчинников С Г *УФН* **169** 869 (1999); Ovchinnikov S G *Phys. Usp.* **42** 779 (1999)
203. Фетисов Г В *Синхротронное излучение. Методы исследования структуры веществ* (М.: Физматлит, 2007)
204. Schütz G et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** 737 (1987)
205. Chen C T et al. *Phys. Rev. B* **42** 7262(R) (1990)
206. Stöhr J et al. *Science* **259** 658 (1993)
207. Fischer P et al. *J. Phys. D* **31** 649 (1998)
208. Fischer P et al. *J. App. Phys.* **89** 7159 (2001)
209. Fischer P et al. *IEEE Trans. Magn.* **38** 2427 (2002)
210. Fischer P et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **286** 311 (2005)
211. Im M-Y et al. *Appl. Phys. Lett.* **95** 182504 (2009)
212. Gräfe J et al. *Phys. Rev. B* **93** 014406 (2016)
213. Meier G et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 187202 (2007)
214. Bryan M T et al. *J. Appl. Phys.* **103** 07D909 (2008)
215. Im M-Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 147204 (2009)
216. Im M-Y et al. *J. Phys. Condens. Matter* **24** 024203 (2012)
217. Fischer P et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **310** 2689 (2007)
218. Kasai S et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 237203 (2008)
219. Mesler B L et al. *J. Appl. Phys.* **111** 07D311 (2012)
220. Van Waeyenberge B et al. *Nature* **444** 461 (2006)
221. Bocklage L et al. *Phys. Rev. B* **78** 180405(R) (2008)
222. Chou K W et al. *J. Appl. Phys.* **99** 08F305 (2006)
223. Strachan J P et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 247201 (2008)
224. Acremann Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 217202 (2006)
225. Lüning J et al. *Phys. Rev. B* **67** 214433 (2003)
226. Ade H, Hsiao B *Science* **262** 1427 (1993)
227. Kaznatcheev K V et al. *Phys. Rev. E* **76** 061703 (2007)
228. Urquhart S G, Lanke U D, Fu J *Int. J. Nanotechnol.* **5** 1138 (2008)
229. Croll L M et al. *J. Synchrotron Radiat.* **10** 265 (2003)
230. Kowarik S et al. *J. Phys. Chem. C* **114** 13061 (2010)
231. Collins B A et al. *Nature Mater.* **11** 536 (2012)
232. Watts B, Schuettfort T, McNeill C R *Adv. Funct. Mater.* **21** 1121 (2011)
233. Bräuer B et al. *Chem. Mater.* **22** 3693 (2010)
234. Hub C et al. *J. Mater. Chem.* **20** 4884 (2010)
235. Smith A P, Ade H *Appl. Phys. Lett.* **69** 3833 (1996)
236. Rousseau M-E et al. *J. Am. Chem. Soc.* **129** 3897 (2007)
237. Smith A P et al. *Macromol. Rapid Commun.* **19** 557 (1998)
238. Kaulich B et al. *J. R. Soc. Interface* **6** S641 (2009)
239. Ryan C G et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **499** 012002 (2014)
240. Gianoncelli A et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **463** 012004 (2013)
241. Pascolo L et al. *Part. Fibre Toxicol.* **8** 7 (2011)
242. Gianoncelli A et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **425** 182001 (2013)
243. Poitry-Yamate C et al. *J. Neurosci. Res.* **91** 1050 (2013)
244. Poitry-Yamate C et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **463** 012003 (2013)
245. Gianoncelli A et al. *X-Ray Spectrom.* **42** 316 (2013)
246. Novak S et al. *Environ. Sci. Technol.* **47** 5400 (2013)
247. Pascolo L et al. *Sci Rep.* **3** 1123 (2013)
248. Haddad W S et al. *Science* **266** 1213 (1994)
249. Lehr J *Optik* **104** 166 (1997)
250. Lavery L et al. *Microsc. Microanal.* **21** 131 (2015)
251. Kremer J R, Mastrorade D N, McIntosh J R *J. Struct. Biol.* **116** 71 (1996)
252. Castano-Diez D et al. *J. Struct. Biol.* **170** 117 (2010)
253. Parkinson D Y et al. *Meth. Mol. Biol.* **950** 457 (2013)
254. Kak A C, Slaney M *Principles of Computerized Tomographic Imaging* (New York: IEEE Press, 1988)
255. Frank J et al. *J. Struct. Biol.* **116** 190 (1996)
256. Heymann J B, Belnap D M *J. Struct. Biol.* **157** 3 (2007)

257. Sorzano C O S et al. *J. Struct. Biol.* **148** 194 (2004)
258. Parkinson D Y et al. *J. Struct. Biol.* **162** 380 (2008)
259. Liu Y et al. *J. Synchrotron Radiat.* **19** 281 (2012)
260. Kumar A S et al. *J. Appl. Phys.* **117** 183102 (2015)
261. Le Gros M A, McDermott G, Larabell C A *Curr. Opin. Struct. Biol.* **15** 593 (2005)
262. Litster S et al. *Fuel Cells* **13** 935 (2013)
263. Cronin J S et al. *Power Sources* **233** 174 (2013)
264. Eastwood D S et al. *Adv. Energy Mater.* **4** 1300506 (2014)
265. Liu Z et al. *J. Power Sources* **227** 267 (2013)
266. Nelson Weker J et al. *Energy Environ. Sci.* **7** 2771 (2014)
267. Wang J *ChemElectroChem.* **2** 329 (2014)
268. Levine Z H et al. *J. App. Phys.* **87** 4483 (2000)
269. Wang S et al., in *Proc. of the 28th Intern. Symp. for Testing and Failure Analysis, 3–7 November 2002, Phoenix, AZ* (Ed. C Boit) (Materials Park, OH: ASM Intern., 2002) p. 227
270. Chen C K et al. *Appl. Phys. Lett.* **96** 043122 (2010)
271. Hilhorst J et al. *Langmuir* **28** 3614 (2012)
272. Chen-Wiegart Y K et al. *Acta Mater.* **61** 1118 (2013)
273. Monteiro P J M et al. *Cement Concrete Composit.* **31** 577 (2009)
274. Zhu X et al. *J. Phys. Chem. C* **119** 24192 (2015)
275. Kaulich B et al. *IPAP Conf. Ser.* **7** 22 (2006)
276. Smith E A et al. *Ultramicroscopy* **143** 33 (2014)
277. Nazaretski E et al. *Rev. Sci. Instrum.* **84** 033701 (2013)

X-ray microscopy

V.V. Lider

Federal Scientific Research Center "Crystallography and Photonics", Russian Academy of Sciences,
Shubnikov Institute of Crystallography,
Leninskii prosp. 59, 119333 Moscow, Russian Federation
E-mail: lider@ns.crys.ras.ru, vallider@yandex.ru

X-ray microscopy is a technique for obtaining real-space two- or three-dimensional images of an object using elements of the focusing optics. In this paper, various types of microscopes are reviewed and their applicability is examined; methods for obtaining image contrast are discussed, and directions for the further development of X-ray microscopy are outlined.

Keywords: X-ray microscopy, X-ray optics, image contrast, X-ray spectroscopy

PACS numbers: 07.85.Tt, **41.50.+h**

Bibliography — 277 references

Received 25 April 2016, revised 30 May 2016

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **187** (2) 201–219 (2017)

Physics – Uspekhi **60** (2) (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.06.037830>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2016.06.037830>