

09

## О корректном применении преломляющих линз для микроскопии с высоким пространственным разрешением на источниках синхротронного излучения четвертого поколения

© Ю.В. Хомяков,<sup>1</sup> Я.В. Ракшун,<sup>1,2</sup> В.А. Чернов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Сибирский государственный университет телекоммуникации и информатики, 630102 Новосибирск, Россия  
e-mail: yu.v.khomyakov@yandex.ru

Поступило в Редакцию 25 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 25 апреля 2024 г.

Принято к публикации 25 апреля 2024 г.

Представлен концепт ондуляторной станции источника синхротронного излучения 4-го поколения для когерентной наноскопии и нанотомографии в жестком рентгеновском диапазоне на базе преломляющих линз. Описаны сценарии эксперимента и режимы работы оптики, позволяющие варьировать масштаб исследуемой области в диапазоне  $\sim 0.1\text{--}100\ \mu\text{m}$  и достигать пространственного разрешения  $\sim 10\ \text{nm}$ . Предложены решения, нивелирующие недостатки бериллиевых линз.

**Ключевые слова:** рентгеновская микроскопия, когерентная визуализация, синхротронное излучение, рентгеновская преломляющая оптика.

DOI: 10.61011/JTF.2024.07.58351.134-24

### Введение

С появлением источников синхротронного излучения (СИ) 3-го поколения начали активно развиваться методы рентгеновской когерентной дифракционной визуализации. В частности, за последние 10 лет широкое применение нашла рентгеновская птихографическая микроскопия, обеспечивающая разрешение вплоть до  $\sim 10\ \text{nm}$  [1,2]. Проблемой при исследовании образца птихографическими методами на источниках СИ 3-го поколения является низкий когерентный поток фотонов, приводящий к большим затратам времени на проведение сканирования. Особенно остро данная проблема встает при картировании с высоким разрешением относительно больших образцов и в птихо-томографии.

Переход на источники СИ 4-го поколения обеспечивает значительный прирост яркости излучения и тем самым делает более привлекательными когерентные методы исследования. При этом увеличение плотности потока излучения, а также доли когерентного потока, приводит к ужесточению требований на оптические элементы станций источников СИ. Так, например, затруднительным представляется применение стандартных бериллиевых составных преломляющих линз (СПЛ, англ. CRL), изготовленных по технологии порошковой металлургии [3], поскольку к характерному для таких линз ухудшению контраста из-за малоуглового рентгеновского рассеяния [4] вследствие высокой степени поперечной когерентности излучения добавляется паразитная интерференция. Следует учитывать, что для проведения исследований в жестком рентгеновском диапазоне на

источниках СИ 4-го поколения с относительно низкой энергией электронов 3 GeV используют высшие гармоники ондуляторов. В этом случае первые оптические элементы станции подвергаются тепловым нагрузкам с высокой плотностью мощности — поглощаются первые наиболее интенсивные „длинноволновые“ гармоники ондулятора.

Одним из существующих решений является применение отражающей фокусирующей оптики скользящего падения, преимущественно используемой, например, для микроскопии с рекордно высоким разрешением на станциях источников MAX-IV [5] и SIRIUS [6]. Несмотря на то что зеркальная оптика опробована, это решение является самым дорогим среди возможных. В настоящей работе представлен концепт ондуляторной станции источника СИ 4-го поколения для когерентной рентгеновской микроскопии на базе преломляющей оптики, предложены решения, нивелирующие недостатки рентгеновских линз в птихографии.

### 1. Оптическая схема и режимы работы

Применение короткопериодных сверхпроводящих ондуляторов на дифракционно-ограниченных накопительных кольцах современных источников СИ открывает ряд возможностей для когерентной высокоразрешающей микроскопии и микротомографии в жестком рентгеновском диапазоне. При этом реализация потенциала источника СИ 4-го поколения становится вызовом для рентгеновской оптики, от которой требуется:

- достичь размера фокусного пятна меньше 100 nm;

- изменять размер пятна излучения с сохранением его положения на образце для картирования в разных масштабах;
- выполнять монохроматизацию со спектральной шириной как  $\Delta E/E \sim 10^{-2}$ , так и  $10^{-4}$ ;
- минимизировать искажения волнового фронта;
- сохранять высокие потоки фотонов;
- выдерживать тепловые нагрузки с высокой плотностью мощности;
- обеспечивать стабильность во времени (в том числе нивелировать колебания орбиты электронного пучка).

Авторами предлагается концепт станции, удовлетворяющий перечисленным требованиям; соответствующая оптическая схема приведена на рис. 1. Пучок СИ, генерируемый ондулятором, сначала проходит через первичные фильтры, его угловые размеры определяются фиксированными и регулируемым масками фронтенда. Далее излучение попадает на радиационно-охлаждаемый фильтр, представляющий собой набор сверхтонких рентгеноаморфных многослойных пленок и служащий для поглощения паразитных фотонов низкой энергии. Первичная монохроматизация с  $\Delta E/E \sim 10^{-2}$  отфильтрованного излучения осуществляется при помощи двухзеркального многослойного монохроматора (ДЗМ, ДММ). ДЗМ также обеспечивает снижение тепловой нагрузки на следующие оптические элементы. При необходимости производится дополнительная монохроматизация с  $\Delta E/E \sim 10^{-4}$  путем ввода в пучок двухкристального монохроматора (ДКМ, ДСМ) Si(111) в геометрии „double channel-cut“, сохраняющей ось пучка. Особенностью этой схемы является использование распределенных первичных рентгеновских линз, которые устанавливаются до и после ДКМ.

Вводя и выводя рентгеновские линзы, возможно реализовать три режима микроскопии с сохранением положения пучка на образце.

- Режим спекл-микроскопии, в котором используются настраиваемые щели для выделения когерентного потока фотонов и спекл-генератор (например, мелкозернистая абразивная бумага), предназначен для мультимодальной рентгеновской визуализации на основе спеклов. Может использоваться в безлинзовом варианте (рис. 1, *a*) или с бериллиевыми линзами (СПЛ-1), которые фокусируют пучок СИ на конфокальной диафрагме (пинhole), образуя вторичный источник (рис. 1, *b*). В варианте со вторичным источником поперечная длина когерентности изотропна и может быть настроена путем изменения диаметра пинхола. Размер пятна излучения на образце  $\sim 100\text{--}1000\ \mu\text{m}$ , разрешение  $\sim 1\ \mu\text{m}$ . Пиксельный детектор регистрирует распределение интенсивности в режиме дифракции Френеля. Важно, что спекл-микроскопия допускает искажение волнового фронта оптикой, существенно снижая требования к ее качеству.

- Режим „грубого“ сканирования (рис. 1, *c*), в котором набор СПЛ-1 фокусирует пучок СИ на пинhole непосредственно перед образцом, предназначен для птихографии с размером пятна освещения  $1\text{--}10\ \mu\text{m}$  и разре-

шением до  $\sim 100\ \text{nm}$ . Пиксельный детектор регистрирует распределение интенсивности в режиме дифракции Фраунгофера.

- В режиме „тонкого“ сканирования (рис. 1, *d*) набором СПЛ-1 на конфокальной диафрагме формируется вторичный источник, а финальная фокусировка осуществляется набором сильных адиабатически фокусирующих скрещенных планарных линз (СПЛ-2). Этот режим предназначен для птихографии с размером пятна освещения  $\sim 100\ \text{nm}$  и разрешением  $\sim 10\ \text{nm}$ . Пиксельный детектор регистрирует распределение интенсивности в режиме дифракции Фраунгофера.

Во всех режимах для получения дополнительных данных об образце с помощью энергодисперсионного детектора записывается флуоресцентный сигнал.

Набор СПЛ-1 разделен на две части. СПЛ-1-I коллимирует расходящийся пучок перед ДКМ, что способствует сохранению потока фотонов (см. диаграммы ДюМонда на рис. 5, *b*). СПЛ-1-II, в свою очередь, фокусирует квазипараллельный пучок на пинhole перед образцом или на апертуре вторичного источника (конфокальной диафрагме).

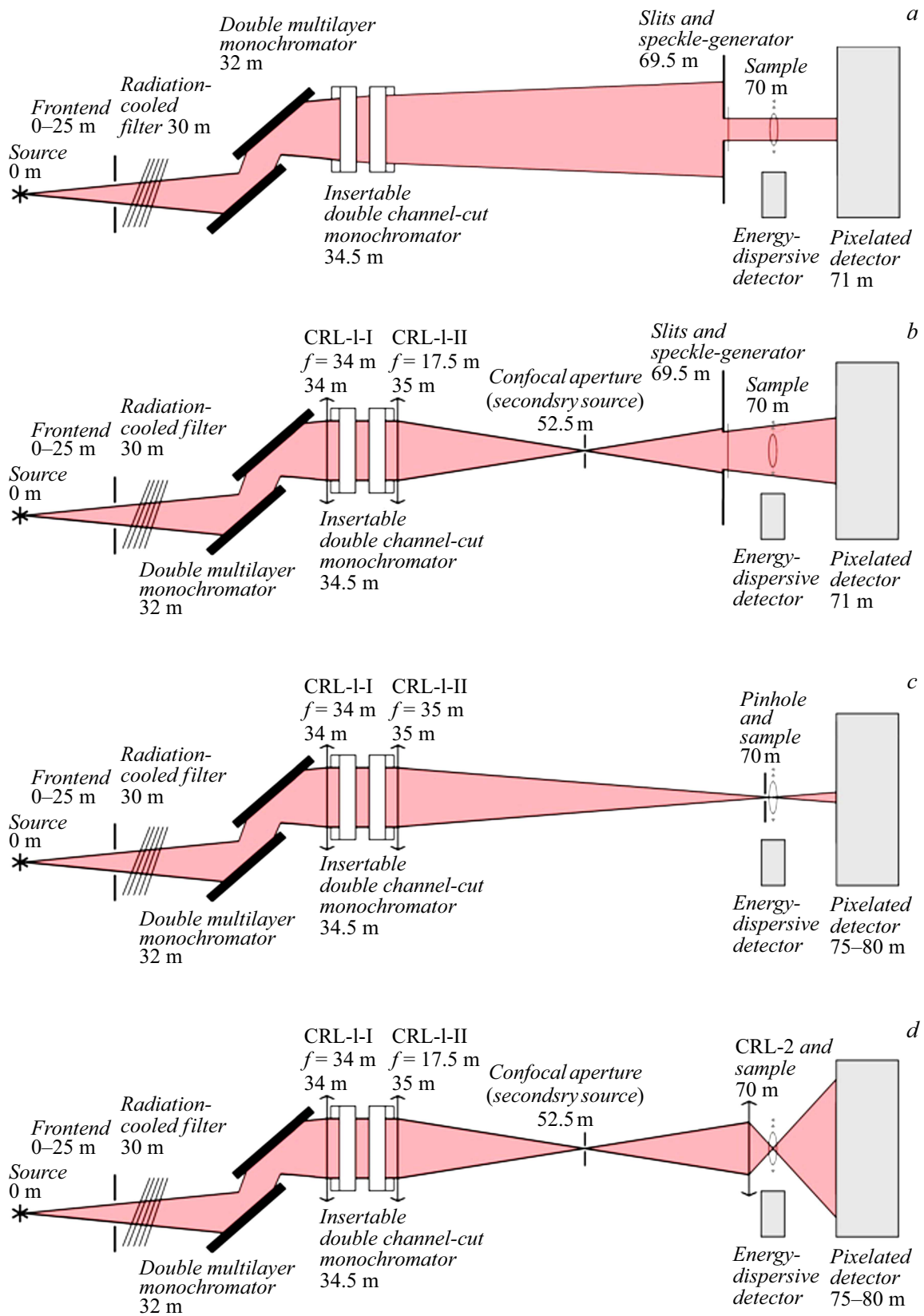
Описанная конфигурация с тремя режимами микроскопии предполагает следующий сценарий эксперимента.

- Сначала методом рентгеновской визуализации на основе спеклов строится мультимодальная карта всего образца с реконструкцией сигналов диффузного рассеяния, фазового и абсорбционного контраста [7]. Параллельно регистрируется интегральный флуоресцентный сигнал, дающий информацию об элементном составе образца. Данный шаг также применим в *in situ* исследованиях [8,9].

- Затем путем перемещения образца в плоскости проводится „грубое“ сканирование сфокусированным пучком по необходимой (большой) площади с перекрытием соседних освещаемых зон. Из записанных дифракционных паттернов итеративным птихографическим алгоритмом восстанавливается карта образца с высоким разрешением [10]. Одновременно с этим по флуоресцентным спектрам строятся комплементарные карты распределения концентраций элементов.

- При необходимости интересующая область сканируется „тонко“ по аналогии с предыдущим шагом, но с еще лучшим разрешением.

Прецизионное вращение образца с реконструкцией изображений его проекций указанными методами спекл-микроскопии и птихографии позволяет составить трехмерные карты с высоким разрешением [11,12]. При этом стабильность пучка СИ в процессе сканирования обеспечивается щелями (рис. 1, *a*), пинholeм перед образцом (рис. 1, *c*) или конфокальной диафрагмой (рис. 1, *b, d*).



**Рис. 1.** Оптическая схема станции (вид сверху): *a* и *b* — режим спекл-микроскопии (безлинзовый и с вторичным источником соответственно), размер пятна 0.1–1 мм; *c* — режим „грубого“ сканирования, размер пятна 1–10  $\mu\text{m}$ ; *d* — режим „тонкого“ сканирования, размер пятна 10–100 нм.

**Таблица 1.** Используемые в расчетах параметры накопительного кольца и сверхпроводящего ондулятора

Параметр	Значение
Накопитель	
Энергия электронов, GeV	3
Ток пучка в основном режиме, mA	400
Горизонтальная бета-функция в центре прямолинейного промежутка, m	15.6
Вертикальная бета-функция в центре прямолинейного промежутка, m	2.4
Горизонтальный эмиттанс в основном режиме (при полном токе), pm-rad	68.18
Вертикальный эмиттанс в основном режиме (при полном токе), pm-rad	6.818
Горизонтальный размер электронного сгустка в центре прямолинейного промежутка $\sigma_x = \text{FWHM}_x/2.355, \mu\text{m}$	32.6
Вертикальный размер электронного сгустка в центре прямолинейного промежутка $\sigma_y = \text{FWHM}_y/2.355, \mu\text{m}$	4.02
Сверхпроводящий ондулятор	
Период, mm	15.6
Пиковое магнитное поле, T	1.25
Число периодов	128

## 2. Расчетные параметры

Для оптических расчетов и оценок тепловых нагрузок взяты параметры накопительного кольца ЦКП „СКИФ“ [13] и параметры сверхпроводящего ондулятора станции 1–1 „Микрофокус“ ЦКП „СКИФ“ [14], приведенные в табл. 1. Важно, что „СКИФ“ позволяет разместить на едином фундаменте станцию СИ длиной до 80 м, что и определяет координаты детектора, образца и рентгенооптических элементов, указанные на рис. 1. Стоит отметить, что источник вытянут по горизонтали, его аспектное отношение приближенно равно 8 : 1.

В расчетах предполагалось, что во фронтенде станции масками задается угловая апертура  $(75 \mu\text{rad})^2$ , а также применяются углеродные фильтры с плотностью  $\rho = 2.25 \text{ g/cm}^3$  суммарной толщиной  $1200 \mu\text{m}$ .

## 3. Фильтры

При работе в жестком рентгеновском диапазоне для ондуляторных станций источников СИ 4-го поколения с относительно низкой энергией электронов особенно острой становится проблема отведения тепловой мощности и термостабилизации первых оптических элементов. Возникает необходимость подавления неиспользуемых высокоинтенсивных низкоэнергетических гармоник ондулятора.

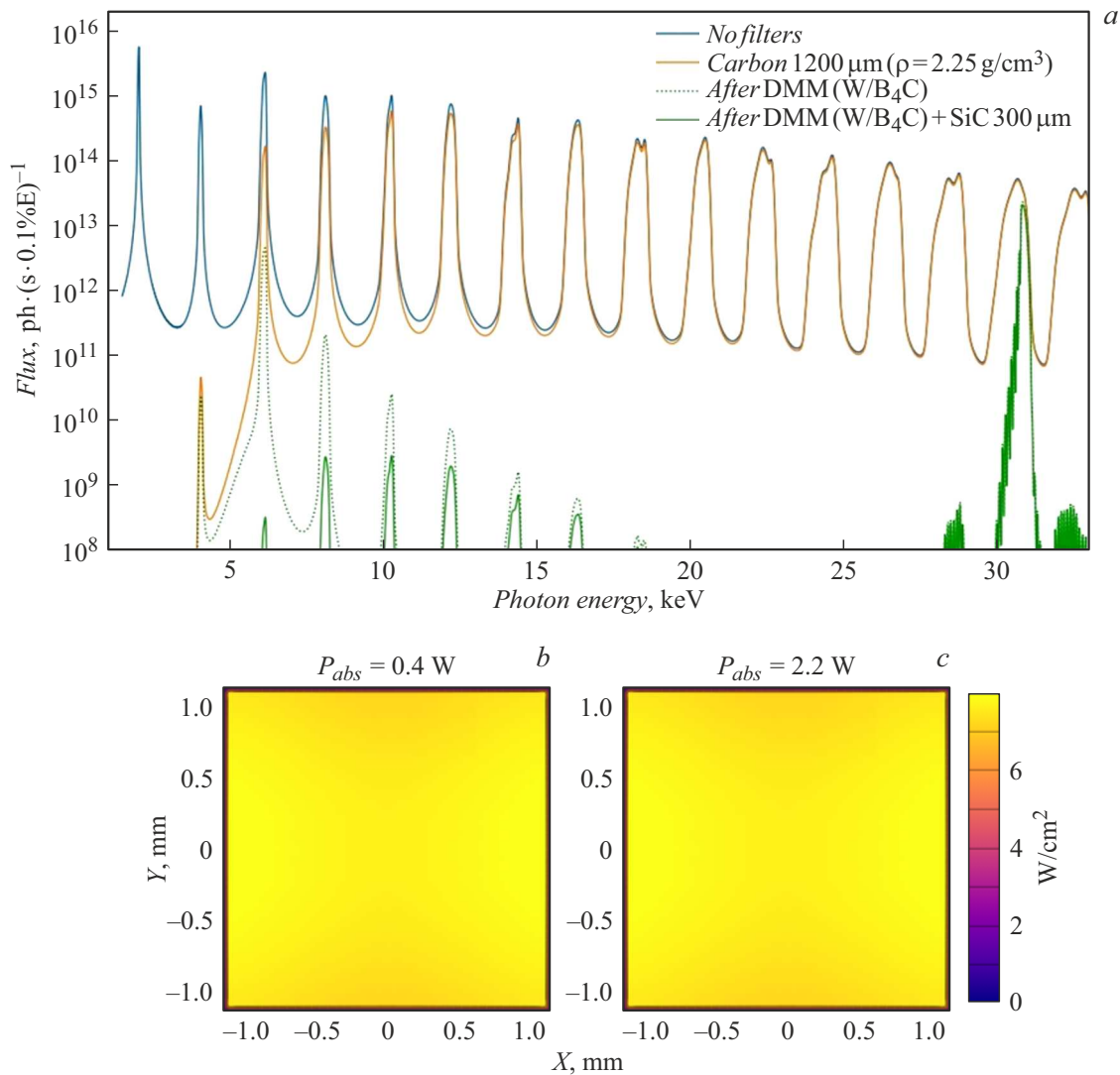
Для этой цели предлагается использовать термостойкий радиационно-охлаждаемый рентгеноаморфный фильтр на основе пакета тонких многослойных пленок, расположенный после стены биозащиты. Такой фильтр поглотит низкоэнергетическую часть спектра,

существенно снизив тепловую нагрузку на следующие оптические элементы, не внося искажений волнового фронта.

На рис. 2, а приведена спектральная плотность потока фотонов из ондулятора в телесный угол  $(75 \mu\text{rad})^2$  до фильтров, после углеродного фильтра  $1200 \mu\text{m}$ , после ДЗМ (в этом примере ДЗМ настроен на пропускание  $30.9 \text{ keV}$ ) и после ДЗМ с введенным дополнительным фильтром SiC суммарной толщины  $300 \mu\text{m}$ . Необходимая толщина SiC набирается пакетом многослойных пленок SiC/Be. При работе на высоких энергиях зеркала ДЗМ располагают под скользящими углами  $\sim 0.5^\circ$  к пучку, из-за чего вследствие эффекта полного внешнего отражения ДЗМ пропускает низкоэнергетические гармоники ондулятора (см. диаграммы ДюМонда на рис. 3, а). Ввод дополнительного фильтра SiC  $300 \mu\text{m}$  обеспечивает подавление этих паразитных гармоник, значительно снижая тепловую нагрузку на первый кристалл ДКМ.

Мощность ондуляторного излучения на станциях источников СИ 4-го поколения после фронтенда достигает сотен W, однако вся эта мощность сосредоточена в пределах малого телесного угла порядка величины  $(100 \mu\text{rad})^2$ . Таким образом, фильтр должен работать в условиях крайне высокой локальной тепловой нагрузки.

Для того чтобы поверхностная плотность поглощаемой мощности не превышала допустимый предел [15], в рассматриваемом случае толщина слоя SiC в составе первой пленки не должна превышать  $1 \mu\text{m}$ . Эффективность лучистого теплоотвода обеспечивается разнесением отдельных пленок на расстояние несколько миллиметров друг от друга. Для компактизации устройства



**Рис. 2.** Радиационно-охлаждаемый фильтр: *a* — аттенюация паразитных „мягких“ гармоник; *b* и *c* — карты плотности мощности излучения, поглощаемого первой пленкой с толщиной SiC 1  $\mu\text{m}$  в случаях нормального падения и падения под углом  $\theta = 10^\circ$  к поверхности соответственно. Расчет выполнен с помощью SPECTRA [16].

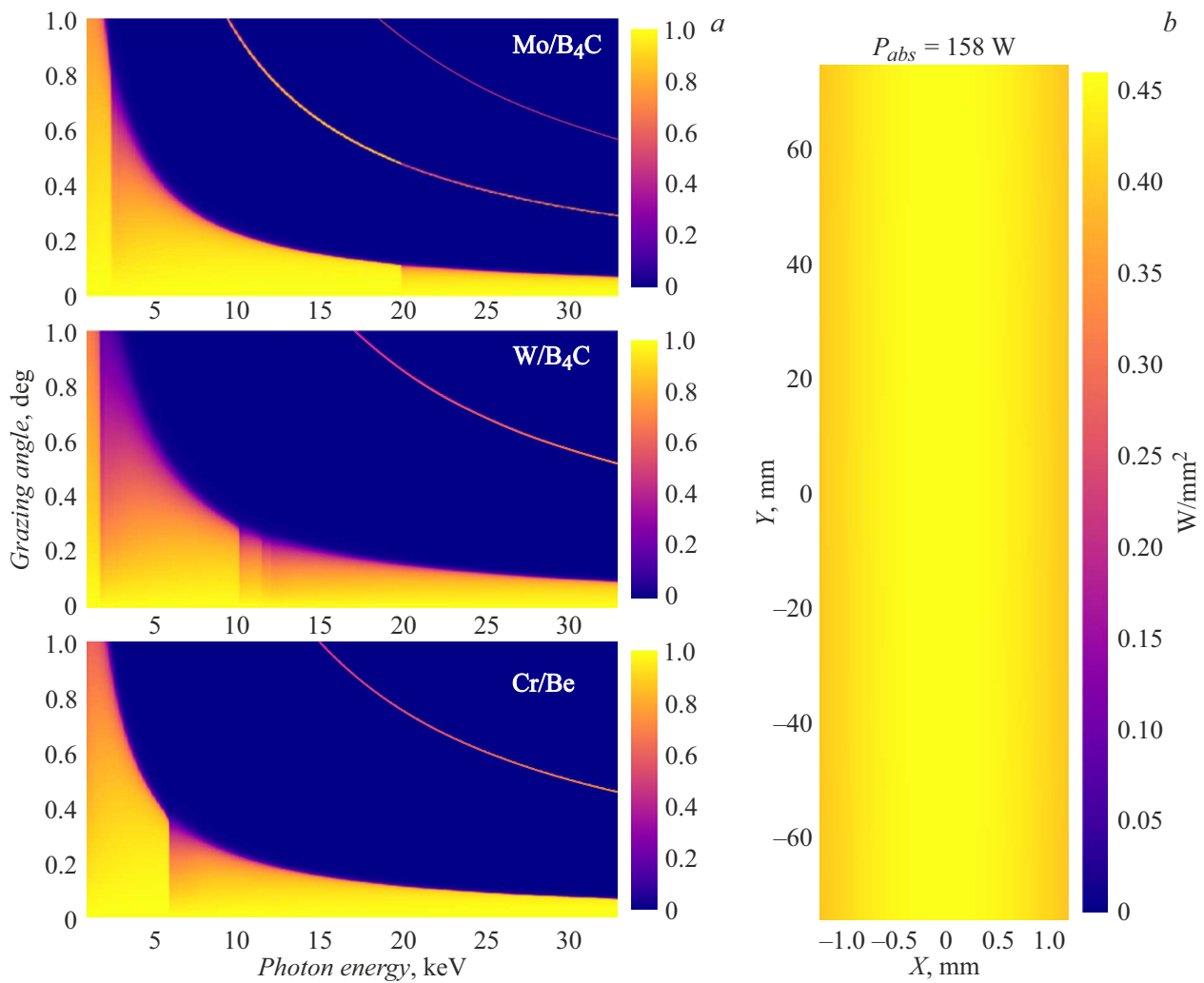
толщины пленок могут увеличиваться по мере прохождения пучка СИ через блок фильтров и его аттенюации. Расчетная карта плотности мощности СИ, поглощаемого первой пленкой блока фильтров в случае нормального падения, приведена на рис. 2, *b*.

Величины объемной и двумерной плотности поглощаемой мощности, а также температура теплового равновесия практически не зависят от угла  $\theta$  между поверхностью пленки и пучком СИ при  $\theta \sim 1 \text{ rad}$ . Однако при уменьшении угла  $\theta$  эффективная толщина фильтра увеличивается в  $1/(\sin \theta)$  раз, что эквивалентно уменьшению необходимого числа пленок во столько же раз. Расчетная карта плотности мощности СИ, поглощаемого первой пленкой блока фильтров в случае падения под углом  $\theta = 10^\circ$ , приведена на рис. 2, *c*. Применение фильтрующих пленок под скользящими углами ( $\sim 1^\circ$ ) представляется затруднительным, так как существенными

становятся эффекты теплоиндуцированной деформации. Данный случай будет подробно рассмотрен в отдельной работе.

#### 4. Многослойный монохроматор

Следующий оптический элемент на пути пучка СИ — ДЗМ. ДЗМ служит для первичной монохроматизации и снижения тепловой нагрузки на следующие оптические элементы. Кроме того, ДЗМ обеспечивает параллельный сдвиг пучка СИ (оффсет), отделяя его от гамма-квантов, генерируемых в результате рассеяния электронов на остаточном газе в накопительном кольце. При перестройке рабочей энергии и соответствующем изменении угла скольжения второе зеркало перемещается вдоль пучка так, чтобы обеспечивать постоянство оффсета.



**Рис. 3.** Двухзеркальный многослойный монохроматор: *a* — диаграммы ДюМонда (указаны материалы покрытий, цветом обозначен коэффициент пропускания ДЗМ); *b* — карта поверхностной плотности мощности излучения, падающего на первое зеркало ДЗМ.

**Таблица 2.** Параметры ДЗМ

Параметр	Значение
Длина зеркал	200 mm
Ось вращения	вертикальная
Покрытие 1 (материал многослойного покрытия, число периодов $N$ , период $d$ , отношение толщины high-Z слоя к периоду $\beta$ , среднеквадратичная межслойная шероховатость $\sigma$ )	Mo/B <sub>4</sub> C, $N = 300$ , $d = 3.83$ nm, $\beta = 0.22$ , $\sigma_{Mo} = 0.3$ nm, $\sigma_{B_4C} = 0.3$ nm
Покрытие 2 (материал многослойного покрытия, число периодов $N$ , период $d$ , отношение толщины high-Z слоя к периоду $\beta$ , среднеквадратичная межслойная шероховатость $\sigma$ )	W/B <sub>4</sub> C, $N = 300$ , $d = 2.1$ nm, $\beta = 0.38$ , $\sigma_W = 0.25$ nm, $\sigma_{B_4C} = 0.49$ nm
Покрытие 3 (материал многослойного покрытия, число периодов $N$ , период $d$ , отношение толщины high-Z слоя к периоду $\beta$ , среднеквадратичная межслойная шероховатость $\sigma$ )	Cr/Be, $N = 400$ , $d = 2.39$ nm, $\beta = 0.43$ , $\sigma = 0.43$ nm

Для функционирования ДЗМ в диапазоне энергий 10–31 keV выбраны три полосы многослойных покрытий, параметры которых приведены в табл. 2. При использовании покрытий Mo/B<sub>4</sub>C и W/B<sub>4</sub>C [17] отно-

сительный энергетический акцептанс ДЗМ  $\Delta E/E$  составляет  $10^{-2}$ , что соответствует пропусканию одной гармоники ондулятора; при этом ДЗМ используется совместно с ДКМ. Покрытие Cr/Be [18] с  $\Delta E/E = 0.4 \cdot 10^{-2}$



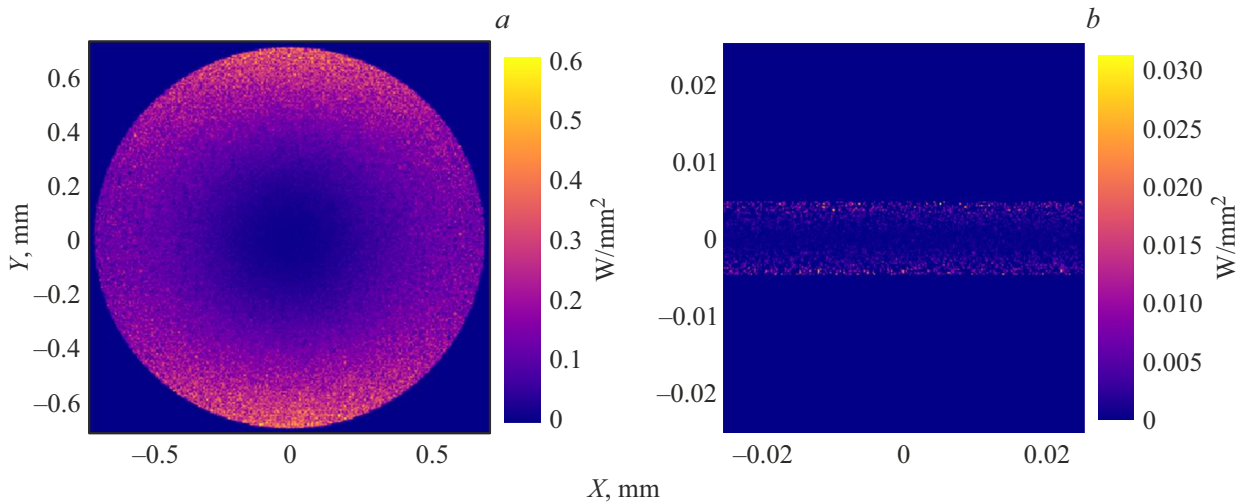


Рис. 4. Карты поглощаемой мощности: *a* — для первой линзы СПЛ-1-I; *b* — для первой линзы СПЛ-2.

может применяться при работе на „розовом“ пучке, т. е. без ДКМ. Диаграммы ДюМонда для ДЗМ приведены на рис. 3, *a*.

Расчетное распределение поверхностной плотности мощности излучения, падающего на первое зеркало ДЗМ, для наиболее теплонагруженного случая (настройка на 10.3 keV, скользящий угол  $0.927^\circ$ ) приведено на рис. 3, *b*. Пиковая плотность достигает  $0.46 \text{ W/mm}^2$ , соответствующая полная мощность составляет 158 W. В работе [19] было показано, что двухзеркальный многослойный монохроматор на кремниевой монокристаллической подложке, принимающий заведомо большие тепловые нагрузки, может функционировать с водяным охлаждением.

## 5. Первый набор линз

Первый набор СПЛ-1 располагается после блока ДЗМ. Набор разделен на две части: СПЛ-1-I на расстоянии 34 m от центра ондулятора имеет фокусное расстояние 34 m и собирает излучение в квазипараллельный пучок, СПЛ-1-II на расстоянии 35 m с фокусным расстоянием 35 m или 17.5 m фокусирует излучение на пинhole перед образцом на 70 m или на конфокальной диафрагме на 52.5 m соответственно. Материал СПЛ-1 — бериллий, радиусы кривизны  $R = 0.5$  и 5 mm. Расчетная карта двумерной плотности поглощаемой мощности в наиболее теплонагруженном режиме (ДЗМ настроен на 10.3 keV) для первой линзы с  $R = 500 \mu\text{m}$  представлена на рис. 4, *a*.

Использование пористых линз из порошкового бериллия приводит к малоугловому рентгеновскому рассеянию (МУРР), а на ондуляторных станциях источников нового поколения из-за частичной когерентности — также к возникновению паразитных спекл-структур [3,4]. При этом бериллий — широко распространенный вследствие высокого отношения  $\delta/\beta$  материал для рентге-

новских линз, его использование оказывается вполне дешевым.

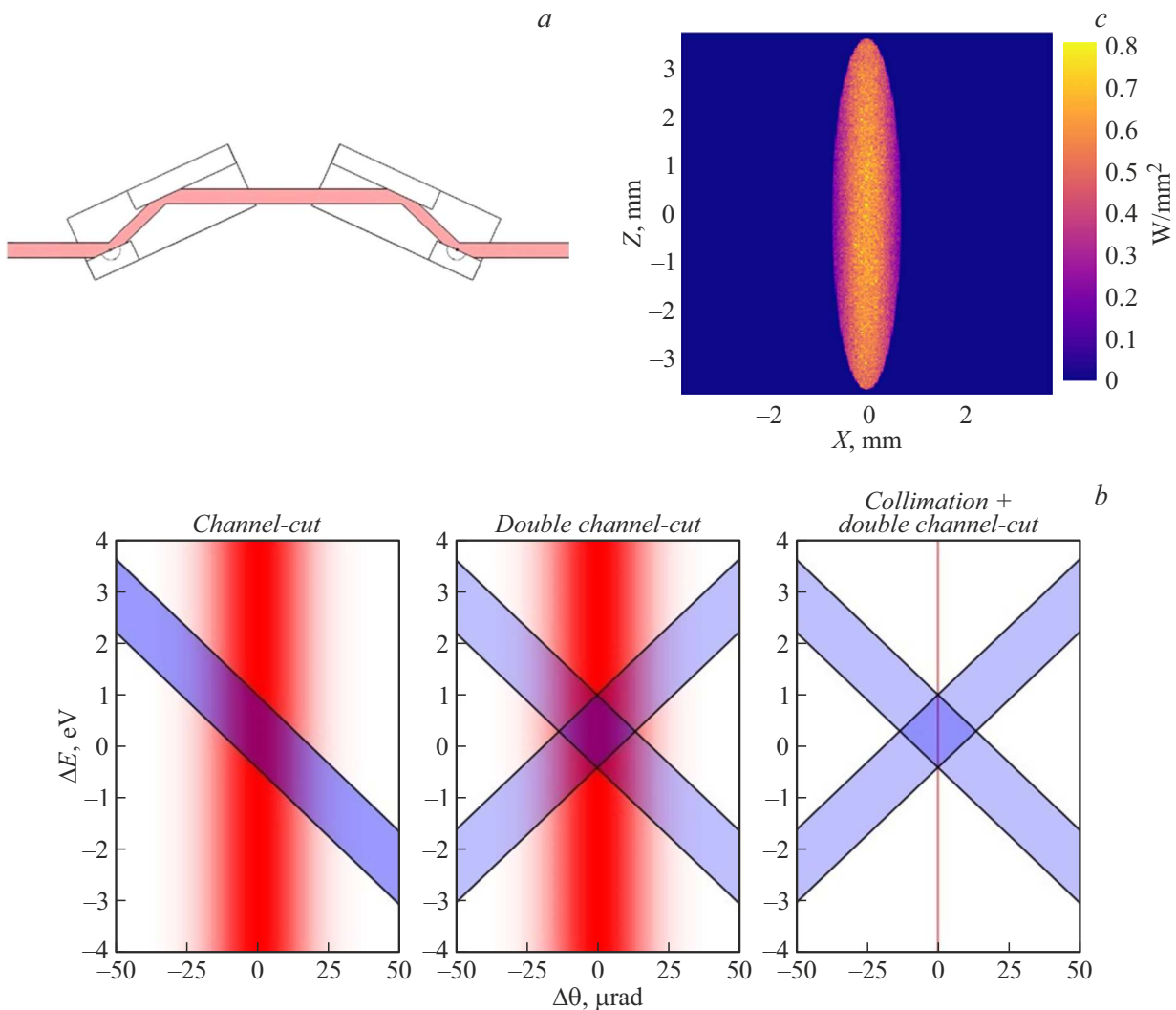
## 6. Кристаллический монохроматор

Для финальной монохроматизации с  $\Delta E/E \sim 10^{-4}$  в пучок вводится ДКМ типа „double channel-cut“. Устройство представляет собой зеркально-симметричную пару „channel-cut“ монохроматоров Si(111) с ходом лучей в вертикальной плоскости (рис. 5, *a*). В такой схеме автоматически реализуется фиксированный выход с нулевым оффсетом.

Применение пары „channel-cut“ кристаллов улучшает энергетическое разрешение, при этом существенно сужается результирующий угловой акцептанс монохроматора (см. диаграммы ДюМонда на рис. 5, *b* слева и по центру). По этой причине для сохранения потока фотонов в режиме птихографии и в режиме спекл-микроскопии со вторичным источником ДКМ применяется совместно с коллимирующим набором СПЛ-1-I, соответствующая диаграмма на рис. 5, *b* справа.

Также необходимо отметить, что совместное использование ДЗМ и ДКМ обеспечивает эффективное взаимное подавление паразитных кратных гармоник монохроматоров [20]. Причем в этом случае ДКМ открывает возможность для спектро-микроскопии: карты образца строятся для разных энергий в пределах одной гармоники ондулятора, которую пропускает ДЗМ. Сканирование по энергии может проводиться, например, с переходом через края поглощения элементов для их локализации на образце.

Карта плотности мощности излучения, поглощенного первой ламелью первого кристалла ДКМ в наиболее теплонагруженном случае (настройка на 10.3 keV) приведена на рис. 5, *c*. Плотность в центре достигает  $0.75 \text{ W/mm}^2$ , соответствующая полная мощность составляет 3.7 W. В работе [21] показано, что кристалличе-



**Рис. 5.** Кристаллический монохроматор типа „double channel-cut“: *a* — ход лучей (вид сбоку); *b* — диаграммы ДюМонда при настройке на 10307 eV, красным обозначен угловой размер пучка, синим — акцептанс кристаллов; *c* — карта поглощенной мощности на первой ламели.

ский монохроматор, принимающий заведомо большие тепловые нагрузки, может функционировать с водяным охлаждением.

## 7. Второй набор линз

В качестве оптики финального фокуса для режима „тонкого“ сканирования предлагается использовать скрещенные адиабатические планарные линзы, например, из монокристалла Si [22] или из полимера SU-8 [23] с фокусным расстоянием  $f \sim 5$  mm и числовой апертурой  $NA \sim 10^{-3}$  (СПЛ-2 на рис. 1, *d*). Указанная оптика лишена недостатков линз из порошкового бериллия и применялась для методов рентгеновской визуализации в жестком диапазоне с рекордными размерами фокусного пятна вплоть до  $< 20$  nm [22]. Важно, что монохроматизация излучения и применение конфокальной диафрагмы в промежуточном фокусе пучка значительно снижают

тепловую и радиационную нагрузки на СПЛ-2, делая в принципе возможной эксплуатацию полимерных линз. На рис. 4, *b* приведена карта поглощенной мощности для параболической цилиндрической линзы из Si с радиусом кривизны  $2.45 \mu\text{m}$  и геометрической апертурой  $9.4 \mu\text{m}$  [22].

## 8. Диафрагмы

Во всех режимах работы после монохроматизирующей оптики (и СПЛ-1, если введены) используются диафрагмы. В режиме спекл-микроскопии применяются регулируемые щели на 69.5 m, выделяющие когерентный поток фотонов; в режиме „грубого“ сканирования вводится пинхол перед образцом на 70 m; в режиме „тонкого“ сканирования — задающая форму и размер вторичного источника конфокальная диафрагма (пинхол в промежуточном фоку-



**Таблица 3.** Тепловые нагрузки на диафрагмы при работе на энергии 10.3 keV без ДКМ

	FWHM горизонтальный размер пятна, $\mu\text{m}$	FWHM вертикальный размер пятна, $\mu\text{m}$	Мощность, W	Пиковая плотность мощности, $\text{W}/\text{mm}^2$
Щели на 69.5 м; режим без линз	2170	3840	7.5	1
Пинхол на 70 м; режим фокусировки 1:1	80	16.3	3.4	2200
Пинхол на 52.5 м; режимы со вторичным источником	40	9	3	6100

се пучка). Все диафрагмы выполняются из тугоплавкого и сильно поглощающего материала, например, из Та или W.

Пинхолы для птнхографии представляют из себя наборы отверстий с разными выходными диаметрами (от единиц до сотен  $\mu\text{m}$ ) в листе поглотителя; дискретное изменение размеров освещаемой зоны осуществляется переключением между рабочими отверстиями путем поперечного перемещения листа поглотителя. Конусность отверстий предотвращает эффект волновода. Применение пинхола в фокусе пучка позволяет избавиться от фона, возникающего из-за МУРР в бериллиевых линзах, а также обеспечивает равенство единице аспектного отношения поперечного сечения пучка. Стоит также отметить, что за счет хроматизма набора СПЛ-1 обеспечивается подавление высших гармоник многослойного монохроматора при работе без ДКМ — излучение с кратно большей энергией оказывается „недофокусированным“ при прохождении через пинхол. Важно, что применение пинхолов также сводит на нет дрожание пучка на образце, вызываемое малым покачиванием орбиты пучка электронов в накопителе, а также нивелирует внесение искажений волнового фронта предыдущими рентгенооптическими элементами, тем самым „обнуляя историю“ пучка СИ. В режиме „тонкого“ сканирования, таким образом, создается спектрально чистый стабильный монохроматический высокоинтенсивный вторичный источник с высокой пространственной когерентностью. Это позволяет обеспечить нанофокусировку специализированной оптикой финального фокуса.

Наиболее теплонагруженный случай для диафрагм — полное поглощение пучка при работе на энергии 10.3 keV без ДКМ. Соответствующие значения мощности и пиковой плотности мощности поглощаемого излучения для режимов безлинзовой микроскопии, „грубого“ и „тонкого“ сканирования приведены в табл. 3.

## 9. Излучение на образце

Важными характеристиками излучения на образце являются поперечная и продольная длины когерентности  $l^{(trans)}$  и  $l^{(long)}$ . При указанных расчетных параметрах

на 10.3 keV имеем

$$l^{(long)} = \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda} \approx \begin{cases} 6 \text{ nm}, & \text{if only DMM} \\ 600 \text{ nm}, & \text{if DCCM is inserted} \end{cases}$$

В безлинзовом варианте режима спекл-микроскопии:

$$l_{x,y}^{(trans)} = \frac{\lambda R}{2\sqrt{\pi}\sigma_{x,y}} \approx \begin{cases} 72 \mu\text{m} & \text{along } x \\ 420 \mu\text{m} & \text{along } y \end{cases}$$

в варианте с вторичным источником, размеры которого задаются диаметром пинхола  $D$ , при  $D = 5 \mu\text{m}$ :

$$l_{x,y}^{(trans)} = \frac{\lambda R}{2D} \approx 210 \mu\text{m}.$$

Поперечным длинам когерентности в плоскости образца соответствуют поперечные размеры изображаемой области в режиме спекл-микроскопии. Стоит отметить, что рентгеновская визуализация на основе спеклов имеет относительно низкие требования к пространственной когерентности, а также может выполняться с применением полихроматического излучения [24,25].

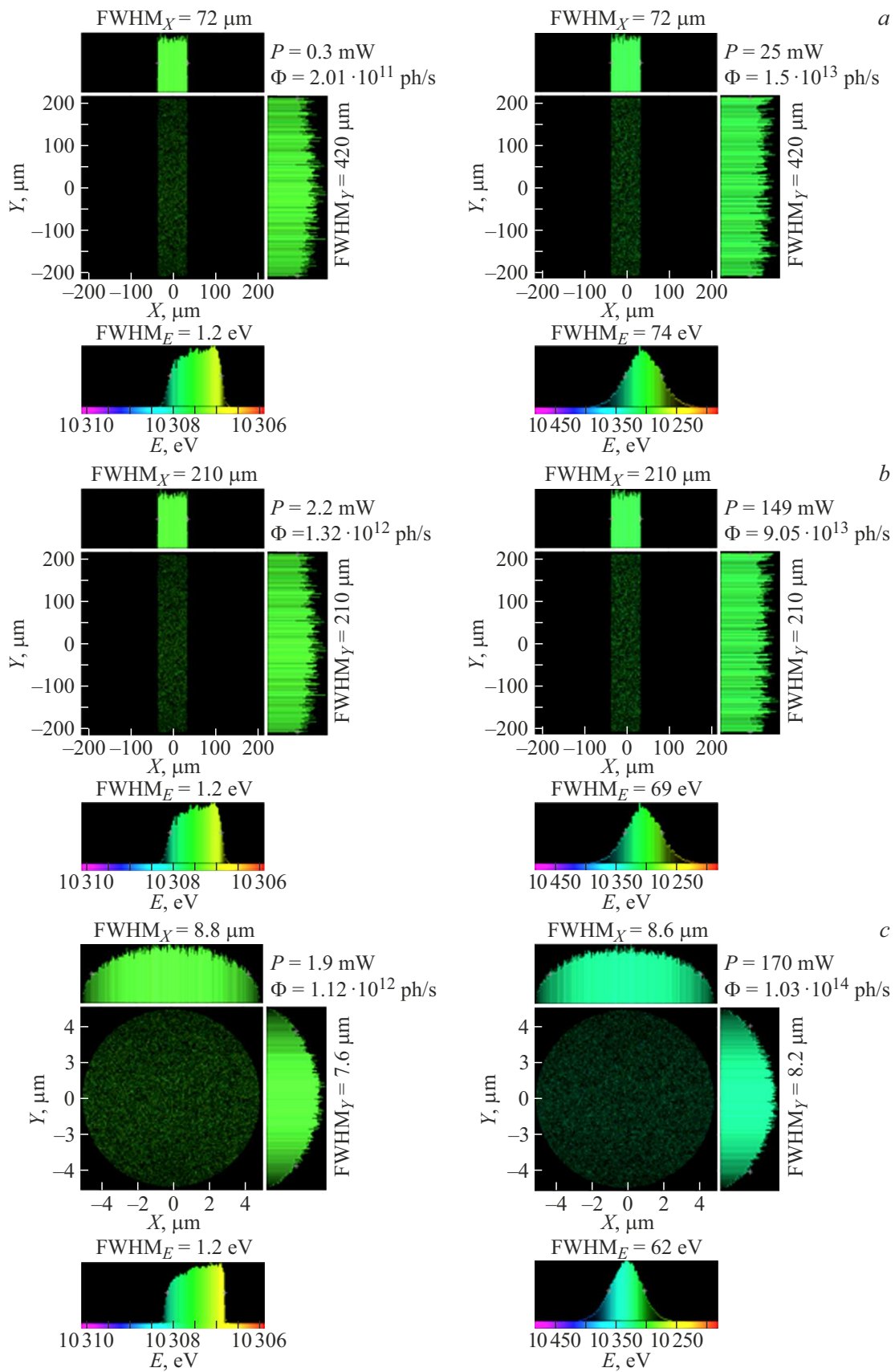
На рис. 6 изображены расчетные сечения пучка СИ на образце при работе на энергии 10.3 keV в режиме безлинзовой спекл-микроскопии (а), спекл-микроскопии с вторичным источником (б) и в режиме „грубого“ сканирования (с); приведены оценки потоков фотонов и соответствующие мощности, FWHM размеры освещенной зоны, спектры. В режиме спекл-микроскопии размеры пятна излучения задаются регулируемыми щелями перед образцом (в расчете взяты соответствующие длины когерентности). Расчет выполнен методом трассировки лучей в программе xrt [26].

В режиме нанофокусировки используются скрещенные адиабатически фокусирующие линзы, достигающие дифракционного предела — геометрическая апертура линз меньше  $l^{(trans)} = 210 \mu\text{m}$ , поэтому размер фокусного пятна соответствует диаметру диска Эйри

$$2q = \frac{1.22\lambda}{\text{NA}} \sim 100 \text{ nm}.$$

При работе на более высоких гармониках ондулятора доступна суб-100 nm фокусировка.

В качестве альтернативного варианта оптики для нанофокусировки может служить пара скрещенных многослойных линз Лауэ. В работе [27] с помощью таких линз



**Рис. 6.** Параметры излучения на образце: *a* — безлинзовый режим, *b* — режим спекл-микроскопии с вторичным источником; *c* — „грубое“ сканирование. Рисунок слева соответствует применению ДЗМ и ДКМ, справа — только ДЗМ.

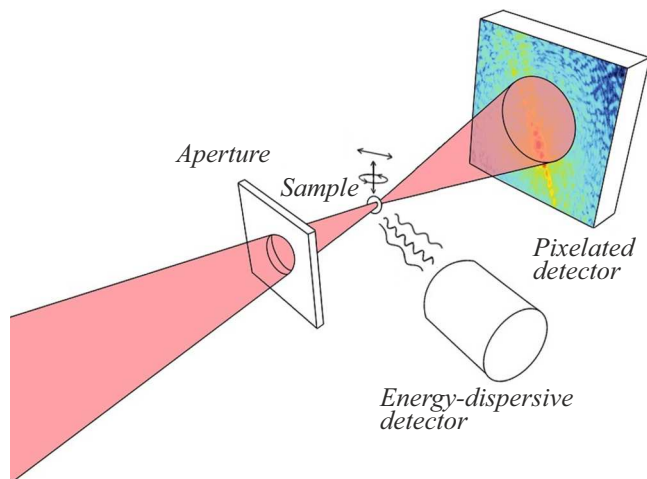


Рис. 7. Схема детектирования.

с  $NA \approx 8 \cdot 10^{-3}$  на энергии 16.3 keV были экспериментально достигнуты размеры фокусного пятна  $< 10$  nm по обеим осям.

## 10. Система позиционирования образца и детекторы

Схема детектирования представлена на рис. 7. Образец может перемещаться по двум координатам в вертикальной плоскости, наклоненной под  $45^\circ$  к пучку СИ, а также в режиме томографии вращаться вокруг вертикальной оси. Вблизи образца под прямым углом к пучку СИ и под углом  $45^\circ$  к плоскости перемещения образца устанавливается энергодисперсионный детектор, принимающий флуоресцентный сигнал. При необходимости флуоресцентный анализ может выполняться в конфокальной схеме [28]. В режиме спекл-микроскопии на расстоянии  $\sim 1$  м от образца располагается пиксельный 2D-детектор, регистрирующий дифракционные паттерны в ближнем поле. В режиме птихографии 2D-детектор отодвигают на расстояние 5–10 м от образца для регистрации дифракционных паттернов в дальнем поле. Описанная схема позволяет проводить картирование образца одновременно и методом птихографии, и методом флуоресцентной микроспектроскопии.

## Заключение

В работе предложена оптическая схема станции синхротронного излучения на источнике 4-го поколения для когерентной высокоразрешающей микроскопии и микрофотографии в жестком рентгеновском диапазоне. Рассмотрены режимы работы оптики, позволяющие варьировать масштаб исследуемой области в диапазоне  $\sim 0.1$ – $100 \mu\text{m}$  и достигать пространственного разрешения  $\sim 10$  nm. Показаны особенности использования

оптики на пучках с высокой долей когерентности, в том числе нивелирующие недостатки бериллиевых линз.

## Благодарности

Авторы выражают глубокую благодарность И.П. Долбне за консультации в области рентгеновской микроскопии и практического использования бериллиевых линз. Также авторы благодарны Е.И. Глушкову за предоставленные сведения о многослойных структурах и А.В. Мурзиной за помощь в подготовке иллюстративных материалов.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания № FWGM-2022-0006.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] F. Pfeiffer. *Nature Photonics*, **12**(1), 9 (2018). DOI: 10.1038/s41566-017-0072-5
- [2] Н.Л. Попов, И.А. Артюков, А.В. Виноградов, В.В. Протопопов. *УФН*, **190**(8), 820 (2020). DOI: 10.3367/UFNr.2020.05.038775 [N.L. Popov, I.A. Artyukov, A.V. Vinogradov, V.V. Protopopov. *Phys. Usp.*, **63**(8), 766 (2020). DOI: 10.3367/UFNe.2020.05.038775]
- [3] Th. Roth, L. Helfen, J. Hallmann, L. Samoylova, P. Kwaśniewski, B. Lengeler, A. Madsen. *SPIE*, **9207**, 920702 (2014). DOI: 10.1117/12.2061127
- [4] I. Lyatun, P. Ershov, I. Snigireva, A. Snigirev. *J. Synchrotron Radiation*, **27**(1), 44 (2020). DOI: 10.1107/S1600577519015625
- [5] U. Johansson, D. Carbone, S. Kalbfleisch, A. Björling, M. Kahnt, S. Sala, T. Stankevic, M. Liebi, A. Rodriguez Fernandez, B. Bring, D. Paterson, K. Thånell, P. Bell, D. Erb, C. Weninger, Z. Matej, L. Roslund, K. Åhnberg, B. Norsk Jensen, H. Tarawneh, A. Mikkelsen, U. Vogtd. *J. Synchrotron Radiation*, **28**(6), 1935 (2021). DOI: 10.1107/S1600577521008213
- [6] H.C.N. Tolentino, M.M. Soares, C.A. Perez, F.C. Vicentin, D.B. Abdala, D. Galante, V. de C. Teixeira, D.H.C. de Araújo, H. Westfahl Jr. *J. Physics: Conf. Series*, **849**(1), 012057 (2017). DOI: 10.1088/1742-6596/849/1/012057
- [7] S.J. Alloo, K.S. Morgan, D.M. Paganin, K.M. Pavlov. *Scientific Reports*, **13**(1), 5424 (2023). DOI: 10.1038/s41598-023-31574-z
- [8] K.M. Pavlov, H.(Th.) Li, D.M. Paganin, S. Berujon, H. Rougé-Labriet, E. Brun. *Phys. Rev. Appl.*, **13**(5), 054023 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevApplied.13.054023
- [9] Zh. Qiao, X. Shi, Yu. Yao, M.J. Wojcik, L. Rebuffi, M.J. Cherukara, L. Assoufid. *Optica*, **9**(4), 391 (2022). DOI: 10.1364/OPTICA.453748
- [10] P. Thibault, M. Dierolf, O. Bunk, A. Menzel, F. Pfeiffer. *Ultramicroscopy*, **109**(4), 338 (2009). DOI: 10.1016/j.ultramic.2008.12.011

- [11] H. Wang, S. Berujon, J. Herzen, R. Atwood, D. Laundry, A. Hipp, K. Sawhney. *Scientif. Reports*, **5**(1), 8762 (2015). DOI: 10.1038/srep08762
- [12] M. Dierolf, A. Menzel, P. Thibault, Ph. Schneider, C.M. Kewish, R. Wepf, O. Bunk, F. Pfeiffer. *Nature*, **467** (7314), 436 (2010). DOI: 10.1038/nature09419
- [13] А.В. Акимов, Ю.С. Актершев, В.В. Анашин, А.В. Андрианов, О.В. Анчугов, М.В. Арсентьева, П.А. Бак, Г.Н. Баранов, А.М. Барняков, А.М. Батраков, О.В. Беликов, Л.Л. Белова, Е.А. Бехтенев, В.И. Бухтияров, А.В. Богомяков, В.М. Борин, Д.Б. Буренков, Д.С. Винник, В.Н. Волков, Е.С. Вонда, К.М. Горчаков, К.А. Гришина, Д.С. Гуров, С.М. Гуров, Г.А. Гусев, Б.А. Довженко, В.Л. Дорохов, Е.Н. Дементьев, А.И. Ерохин, А.А. Жариков, К.В. Жилыев, А.А. Жуков, А.Н. Журавлев, К.В. Золотарев, Н.А. Золотухина, Я.В. Зубавичус, С.Е. Карнаев, Г.В. Карпов, К.Ю. Карюкина, В.Д. Кашкин, В.А. Киселев, В.В. Кобец, Е.С. Котов, В.Я. Корчагин, А.А. Краснов, В.С. Крапивин, С.А. Крутихин, В.С. Кузьминых, Г.Н. Кулипанов, И.В. Купцов, Г.Я. Куркин, А.Е. Левичев, Е.Б. Левичев, Д.В. Лешонок (Дорохова), П.В. Логачев, Ю.И. Мальцева, Ма Сяо Чао, Н.А. Мезенцев, О.И. Мешков, Н.В. Митянина, И.А. Морозов, А.А. Морсин, С.А. Никитин, Д.А. Никифоров, В.К. Овчар, И.Н. Окунев, А.В. Павленко, О.А. Павлов, А.Ю. Пахомов, В.М. Петров, С.Л. Пивоваров, П.А. Пиминов, А.В. Полянский, Д.Н. Пурескин, Д.Ф. Решетов, В.В. Репков, Е.А. Ротов, Т.В. Рыбичкая, С.Л. Самойлов, И.К. Седяров, А.М. Семенов, Д.В. Сеньков, Л.Е. Сердаков, Ш.Р. Сигнатулин, С.В. Синяткин, М.А. Скамароха, А.А. Старостенко, А.Г. Трибендис, А.В. Уткин, М.Г. Федотов, А.С. Цыганов, А.Д. Чернякин, И.Н. Чуркин, С.В. Шиянков, Д.А. Шведов, В.А. Шкаруба, К.С. Штро, Н.С. Щегольков. *Технологическая инфраструктура сибирского кольцевого источника фотонов „СКИФ“*, **2**, 98 (2022).
- [14] V.A. Shkaruba, A.V. Bragin, A.A. Volkov, A.I. Erokhin, A.V. Zorin, F.P. Kazantsev, P.V. Kanonik, N.A. Mezentsev, A.N. Safronov, A.A. Sedov, O.A. Tarasenko, S.V. Khrushchev. *Phys. Part. Nucl. Lett.*, **20**(4), 904 (2023). DOI: 10.1134/S1547477123040623
- [15] N.I. Chkhalo, M.N. Drozdov, E.B. Kluev, A.Ya. Lopatin, V.I. Luchin, N.N. Salashchenko, N.N. Tsybin, L.A. Sjmaenok, V.E. Banine, A.M. Yakunin. *J. Micro/Nanolithography, MEMS, MOEMS*, **11**(2), 021115 (2012). DOI: 10.1117/1.jmm.11.2.021115
- [16] T. Tanaka. *J. Synchrotron Radiation*, **28**(4), 1267 (2021). DOI: 10.1107/S1600577521004100
- [17] E.I. Glushkov, I.V. Malyshev, E.V. Petrakov, N.I. Chkhalo, Yu.V. Khomyakov, Ya.V. Rakshun, V.A. Chernov, I.P. Dolbnya. *J. Surf. Investig.*, **17**(1), 233 (2023). DOI: 10.1134/S1027451023070133
- [18] R. Pleshkov, N. Chkhalo, V. Polkovnikov, M. Svechnikov, M. Zorina. *J. Appl. Crystallography*, **54**(6), 1747 (2021). DOI: 10.1107/S160057672101027X
- [19] V.A. Chernov, I.A. Bataev, Ya.V. Rakshun, Yu.V. Khomyakov, M.V. Gorbachev, A.E. Trebushinin, N.I. Chkhalo, D.A. Krasnorutskiy, V.S. Naumkin, A.N. Sklyarov, N.A. Mezentsev, A.M. Korsunsky, I.P. Dolbnya. *Rev. Scientif. Instruments*, **94**(1), 013305 (2023). DOI: 10.1063/5.0103481
- [20] Th. Bigault, E. Ziegler, Ch. Morawe, R. Hustache, J.-Y. Massonnat, G. Rostaing. *Crystals, Multilayers, and Other Synchrotron Optics.* — SPIE, **5195**, 12 (2003). DOI: 10.1117/12.515980
- [21] H. Liang, W.F. Sheng, H. Shi, Y.M. Yang, L.R. Zheng. *Synchrotron Radiation*, **21**, 315 (2014). DOI: 10.18429/JACoW-MEDSI2020-TUPA08
- [22] J. Patommel, S. Klare, R. Hoppe, S. Ritter, D. Samberg, F. Wittwer, A. Jahn, K. Richter, Ch. Wenzel, J.W. Bartha, M. Scholz, F. Seiboth, U. Boesenberg, G. Falkenberg, Ch.G. Schroer. *Appl. Phys. Lett.*, **110**(10), 101103 (2017). DOI: 10.1063/1.4977882
- [23] V.P. Nazmov, E.F. Reznikova, A. Somogyi, Ju. Mohr, V. Saile. *Design Microfabrication of Novel X-Ray Optics II.* — SPIE, **5539**, 235 (2004). DOI: 10.1117/12.562615
- [24] K.S. Morgan, D.M. Paganin, K.K.W. Siu. *Appl. Phys. Lett.*, **100**(12), 124102 (2012). DOI: 10.1063/1.3694918
- [25] M.-Ch. Zdora, P. Thibault, F. Pfeiffer, I. Zanette. *J. Appl. Phys.*, **118**(11), 113105 (2015). DOI: 10.1063/1.4931145
- [26] K. Klementiev, R. Chernikov. *Advances in Computational Methods for X-ray Optics III.* — SPIE, **9209**, 60 (2014). DOI: 10.1117/12.2061400
- [27] S. Bajt, M. Prasciolu, H. Fleckenstein, M. Domaracký, H.N. Chapman, A.J. Morgan, O. Yefanov, M. Messerschmidt, Ya. Du, K.T. Murray, V. Mariani, M. Kuhn, S. Aplin, K. Pande, P. Villanueva-Perez, K. Stachnik, J.P.J. Chen, A. Andrejczuk, A. Meents, A. Burkhardt, D. Pennicard, Xi. Huang, H. Yan, E. Nazaretski, Yo. Chu, Ch.E. Hamm. *Light: Sci. Applicat.*, **7**(3), 17162 (2018). DOI: 10.1038/lsa.2017.162
- [28] Ф.А. Дарьин. *Развитие метода конфокальной рентгеновской микроскопии для исследования микровключений в различные геологические матрицы* (Дисс. канд. хим. наук. Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, 2022), 141 с.