15

# Диагностика электронного пучка ЦКП „СКИФ“ в жестком рентгеновском диапазоне

© Ю.В. Хомяков,[1,2] О.И. Мешков,[2] В.П. Назьмов,[2,5] Я.В. Ракшун,[2,3] В.А. Чернов,[2] Н.И. Чхало[4]

[1] Центр коллективного пользования „Сибирский кольцевой источник фотонов“,
630559 Кольцово, Новосибирская обл., Россия
[2] Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
[3] Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
[4] Институт физики микроструктур РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия
[5] Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: yu.v.khomyakov@yandex.ru

*Поступило в Редакцию 5 июня 2025 г.*
*В окончательной редакции 5 июня 2025 г.*
*Принято к публикации 5 июня 2025 г.*

Кратко описаны некоторые методы измерения сверхнизкого эмиттанса электронного пучка в жестком рентгеновском диапазоне. Показано, что комбинирование методов диагностики позволит исключить влияние ошибок, вносимых отдельными рентгенооптическими элементами. Проведено моделирование пучков излучения в соответствии с предложенными схемами измерения эмиттанса. Для наиболее консервативной схемы, камеры-обскуры, оценка достижимого разрешения составила $3.7\,\mu$m. Предложена оптическая схема специализированной диагностической станции для ЦКП „СКИФ“.

**Ключевые слова:** синхротронное излучение, жесткий рентген, электронный эмиттанс, пинхол, спекл-картина, билинза Бийе, опыт Юнга, интерферометр Юнга, интерферометр Бийе, камера-обскура, зеркало Киркпатрика–Баеза.

DOI: 10.61011/JTF.2025.10.61351.140-25

## Введение

Ключевым параметром источников синхротронного излучения (СИ) является электронный эмиттанс $\varepsilon_e$, т.е. фазовый объем электронного пучка в пространстве координата–угол, поскольку именно он определяет яркость генерируемого излучения. Благодаря развитию ускорительной техники, в частности, переходу к магнитным ячейкам типа Multi-Bend Achromat, на новых источниках СИ четвертого поколения, таких как строящийся ЦКП „СКИФ“ [1], расчетная величина горизонтального электронного эмиттанса $\varepsilon_{e,x}$ уменьшается до значений порядка 100 pm·rad. Источники СИ четвертого поколения являются дифракционно-ограниченными вплоть до мягкого рентгеновского диапазона ($E^*_{ph} \sim 1$ keV), тогда как источники третьего и второго поколений — до ультрафиолетового и инфракрасного диапазонов соответственно [2]. Дифракционная ограниченность источника проявляется в том, что экспериментальные станции, на которых используется СИ с энергией фотонов $E_{ph} < E^*_{ph}$ практически не выигрывают в яркости от дальнейшего уменьшения эмиттанса электронного пучка.

Диагностика электронного эмиттанса сводится к измерению поперечных размеров электронного пучка ($\sigma_e \sim 10\,\mu$m), для чего на современных машинах все чаще прибегают к использованию СИ в жестком рентгеновском диапазоне. При этом наиболее распространенный подход предполагает построение изображения источника с помощью камеры-обскуры [3,4] или более сложных изображающих рентгенооптических систем [5–8]. В таком случае достижимое разрешение ограничивается шириной диаграммы направленности СИ, определяющей максимальную эффективную числовую апертуру изображающей оптики. Альтернативой служат интерферометрические измерения, в которых для восстановления размеров пучка электронов исследуют когерентные свойства СИ. В качестве рентгеновского интерферометра в простейшем случае используют пару щелей [9] или пару пинхолов [10], в более сложном — пару дифракционных решеток [11]. В последнее время активно развивается гетеродинная интерферометрия, основанная на анализе спекл-картин в ближнем поле [12,13]. Достижимое разрешение интерферометрических методов принципиально ограничено лишь выбранной длиной волны. Отдельного рассмотрения заслуживают методы $\pi$-поляризации и дифрактометрии с препятствием, работающие в ультрафиолетовом диапазоне, и при этом позволяющие диагностировать электронные пучки микронных размеров [14]. Тем не менее для интерпретации измерений эти методы требуют точного численного

моделирования процесса излучения и дифракционных эффектов, а потому не являются прямыми.

В диагностике электронного пучка прямыми методами с использованием СИ наблюдается последовательный переход к более коротковолновому излучению: от видимого света на втором поколении источников к ультрафиолету и рентгеновским лучам на третьем и четвертом. Этот переход вызван ужесточением требований к разрешающей способности методов измерений и сдвигом края диапазона дифракционной ограниченности источника $E^*_{ph}$ в сторону более высоких энергий фотонов. Иначе говоря, прямые прецизионные измерения электронного эмиттанса новых источников СИ невозможны без систем диагностики в рентгеновском диапазоне.

В настоящей работе кратко описаны некоторые вариации вышеуказанных методов измерения сверхнизкого электронного эмиттанса, а также предложена оптическая схема специализированной диагностической станции жесткого рентгеновского диапазона для ЦКП „СКИФ“. Предложено комбинировать методы диагностики для перекрестной проверки результатов измерений и исключения влияния отдельных рентгенооптических элементов.

## 1. Методы измерения эмиттанса

Поперечные размеры электронного пучка в точке излучения связаны с горизонтальным и вертикальным эмиттансами $\varepsilon_{e,x|y}$, относительным энергетическим разбросом $\sigma_E/E$, а также дисперсионной и бетатронными функциями $\eta_x$ и $\beta_{x|y}$ (обычно $\eta_y = 0$) [15]:

$$\sigma_{e,x} = \sqrt{\varepsilon_{e,x}\beta_x + \left(\eta_x \frac{\sigma_E}{E}\right)^2},$$

$$\sigma_{e,y} = \sqrt{\varepsilon_{e,y}\beta_y}. \qquad (1)$$

При известных $\sigma_E/E$, $\eta_x$ и $\beta_{x|y}$ задача измерения эмиттанса сводится к измерению поперечных размеров пучка.

Для источников СИ четвертого поколения характерные величины эмиттанса составляют $\varepsilon_{e,x} \sim 100\,\text{pm}\cdot\text{rad}$ и $\varepsilon_{e,y} \sim 10\,\text{pm}\cdot\text{rad}$ [16,17]. При этом пучок имеет характерные размеры $\sigma_{e,x} \sim \sigma_{e,y} \sim 10\,\mu\text{m}$ и расходимости $\sigma'_{e,x} \sim 10\sigma'_{e,y} \sim 10\,\mu\text{rad}$, т. е.

$$\varepsilon_{e,x} = \sigma_{e,x} \cdot \sigma'_{e,x} \sim 10\,\mu\text{m} \cdot 10\,\mu\text{rad} = 100\,\text{pm}\cdot\text{rad},$$

$$\varepsilon_{e,y} = \sigma_{e,y} \cdot \sigma'_{e,y} \sim 10\,\mu\text{m} \cdot 1\,\mu\text{rad} = 10\,\text{pm}\cdot\text{rad}. \qquad (2)$$

Ограничения точности измерений $\sigma_{e,x|y}$ связаны с кривизной орбиты в точке излучения, угловой апертурой регистрации СИ и волновыми свойствами света [18].

Испускаемое одним электроном излучение обладает собственным ненулевым эмиттансом $\varepsilon_r$, который можно оценить из соотношения неопределенности [2]:

$$\varepsilon_r = \sigma_r \cdot \sigma'_r \sim \frac{\lambda}{4\pi} = \frac{98.7}{E_{ph}[\text{keV}]}\,\text{pm}\cdot\text{rad}, \qquad (3)$$

где $\sigma_r$ — эффективный размер источника, образуемого одним электроном при нулевом электронном эмиттансе, $\sigma'_r$ — расходимость излучения одного электрона, $\lambda$ — длина волны СИ. Источник называют дифракционно-ограниченным для излучения с энергией квантов ниже граничного значения $E_{ph} < E^*_{ph}$, т. е. когда $\varepsilon_{e,x} < \varepsilon_r$. Энергия $E^*_{ph}$ и соответствующая ей длина волны $\lambda^*$ ЦКП „СКИФ“ составляют

$$\lambda^* = 4\pi\varepsilon_{e,x} \sim 1\,\text{nm},$$

$$E^*_{ph} = \frac{\hbar c}{\lambda^*} \sim 1\,\text{keV}. \qquad (4)$$

СИ характеризуется диаграммой направленности с $\sigma'_r \sim 1/\gamma \ll 1$ (для машин с энергией электронов 3 GeV лоренц-фактор $\gamma \approx 6000$). В связи с неопределенностью поперечной координаты точки испускания фотона электроном (т. е. из-за конечного значения $\sigma_r$) принципиально невозможны прямые измерения поперечных размеров электронного пучка с использованием СИ на энергиях $E_{ph} \ll E^*_{ph}$ любыми методами, включая интерферометрические. Оценивая величину эффекта для граничной энергии $E^*_{ph}$, согласно (3) имеем:

$$\sigma_r \sim \frac{\lambda}{4\pi\sigma'_r}\Big|_{\lambda=\lambda^*} \sim \left(\frac{1}{\gamma}\right)^{-1}\varepsilon_{e,x}$$

$$\sim 6000\,\text{rad}^{-1} \cdot 100\,\text{pm}\cdot\text{rad} = 0.6\,\mu\text{m} \sim \frac{\sigma_{e,x|y}}{10}. \qquad (5)$$

Еще более строгое ограничение возникает при измерении размеров электронного пучка путем построения изображения источника, поскольку максимальная эффективная числовая апертура NA изображающей оптики ограничена расходимостью СИ: $\text{NA} \sim \sigma'_r \sim 1/\gamma$. При этом разрешающая способность такой системы $\sigma$ в идеальном случае соответствует пределу Аббе:

$$\sigma = \frac{\lambda}{2\text{NA}}\Big|_{\lambda=\lambda^*} = 2\pi\varepsilon_{e,x}\gamma \sim 4\,\mu\text{m} \sim \sigma_{e,x|y}. \qquad (6)$$

Отметим, что малость угла захвата СИ нивелирует уширение эффективного размера источника, связанное с кривизной орбиты электронного пучка.

Преодолеть ограничения (5) и (6) точности измерения эмиттанса электронного пучка на машинах четвертого поколения возможно путем уменьшения длины волны, т. е. перехода в область жесткого рентгеновского диапазона к $E_{ph} \gg E^*_{ph}$.

В любых экспериментах по определению электронного эмиттанса с использованием СИ измеряемой величиной является эффективный размер источника $\sigma_{source,x|y}$. Полагая, что в жестком рентгеновском диапазоне разные электроны в сгустке излучают некогерентно (т. е. результирующая интенсивность излучения в дальнем поле есть сумма интенсивностей излучения отдельных электронов), источник можно представить в виде свертки профиля электронного пучка и профиля эффективного одноэлектронного источника. Аналогично, в таком

приближении наблюдаемая величина расходимости излучения $\sigma'_{source,x|y}$ — результат свертки расходимостей электронного пучка и излучения одного электрона. Если считать электронный пучок и пучок фотонов, испущенных одним электроном, гауссовыми, то можно записать

$$\sigma^2_{source,x|y} = \sigma^2_{e,x|y} + \sigma^2_r,$$

$$(\sigma'_{source,x|y})^2 = (\sigma'_{e,x|y})^2 + (\sigma'_r)^2. \quad (7)$$

Из (5) следует, что вклад $\sigma_r$ остается существенным вплоть до $E^*_{ph}$, а потому его следует учитывать в измерениях в умеренно жестком рентгеновском диапазоне. Величины $\sigma_{e,x|y}$ и $\sigma'_{e,x|y}$ могут быть оценены путем деконволюции измеренного профиля источника с применением априорного знания о параметрах Твисса накопителя. Более строгий подход к постобработке результатов измерений включает учет эффектов частичной когерентности, который может быть выполнен путем численного моделирования стохастического процесса излучения сгустком электронов, например с помощью кода Serval [19].

Далее в текущем разделе речь пойдет о самих измерениях $\sigma_{source,x|y}$, представляющих наибольшую трудность при определении электронного эмиттанса. Можно выделить два основных семейства методов жесткого диапазона: построение изображений источника и интерферометрия.

Построение изображений источника на диагностических станциях обычно реализуется с помощью камеры-обскуры. Для таких измерений часто используют прямоугольный пинхол со стороной $A \sim 10\,\mu$m, формируемый парой скрещенных щелей из сильно поглощающего материала. Следует выбирать размер пинхола так, чтобы он был больше поперечных длин когерентности СИ, но меньше размера источника [20], что не всегда представляется возможным. Пинхол располагают максимально близко к точке излучения на расстоянии $p \sim 10$ m и регистрируют $M$-кратно увеличенное изображение источника с помощью двухкоординатного детектора, удаленного от пинхола на $q = Mp$. Применение пинхола обеспечивает бесконечную глубину резко изображаемого пространства, однако приводит к низкой светосиле системы. Разрешающую способность камеры-обскуры можно описать с помощью функции рассеяния точки (далее PSF — от англ. „Point Spread Function“). Зарегистрированное детектором изображение является сверткой увеличенного профиля источника с PSF-пинхола и PSF-детектора. PSF-квадратного пинхола со стороной $A$ может быть факторизована, $\mathrm{PSF}_{pinhole} = \mathrm{PSF}_{pinhole,x}\mathrm{PSF}_{pinhole,y}$, причем „одномерные“ PSF выражаются аналитически [20,21]:

$$\mathrm{PSF}_{pinhole,x|y}(\Omega, t) = \int_{-1}^{1} \frac{\sin[2(\xi\Omega + t\sqrt{\Omega})(1 - |\xi|)]}{\xi\Omega + t\sqrt{\Omega}}\, d\xi, \quad (8)$$

где $\xi$ — нормированная на размер апертуры поперечная координата,

$$\Omega = \frac{2\pi(A/2)^2}{\lambda z},\ z = \frac{pq}{p+q},\ t = \frac{x|y}{\sqrt{\frac{\lambda}{2\pi z}}q}.$$

Ширина PSF-пинхола $\sigma_{pinhole}$ определяется безразмерным параметром $\Omega$. В работах [20,21] для минимизации $\sigma_{pinhole}$ предложено выбирать $\Omega = 4.5$, что дает условие на оптимальный размер пинхола:

$$(A/2)^2 \approx \frac{4.5\lambda z}{2\pi}. \quad (9)$$

Разрешение пинхола в дальней зоне составляет

$$\sigma_{pinhole} \approx 0.64\sqrt{\frac{\lambda}{2\pi z}}\, q. \quad (10)$$

Полагая для оценки, что и источник, и PSF всех элементов изображающей системы гауссовы, можно выразить rms (среднеквадратический) размер зарегистрированного изображения $\sigma_{image}$ как [22]:

$$\sigma^2_{image} = M^2\sigma^2_{source} + \sigma^2_{\mathrm{PSF}}$$
$$= M^2\sigma^2_{source} + \sigma^2_{pinhole} + \sigma^2_{detector}. \quad (11)$$

На практике в жестком рентгеновском диапазоне возможно достигнуть $\sigma_{pinhole}/M \sim 6\,\mu$m [3]. Для источников СИ четвертого поколения оказывается, что $\sigma_{source,\,x|y} \sim \sigma_{pinhole} \sim \sigma_{detector}$, поэтому восстановление истинных поперечных размеров электронного сгустка при построении изображения источника камерой-обскурой требует аккуратного моделирования PSF-пинхола, измерения PSF-детектора и последующей деконволюции зарегистрированного распределения интенсивности.

Вместо пинхола может использоваться рефракционная, отражательная или дифракционная изображающая оптика, дающая значительный выигрыш в светосиле и позволяющая сократить время выдержки на кадр, однако вместе с тем требующая наведения на резкость и, в ряде случаев, использование монохроматора.

Пусть изображение источника строится с помощью фокусирующей рентгеновской оптики с апертурой в форме квадрата со стороной $A$. Такая апертура соответствует, например, составной скрещенной планарной линзе [23,24] или паре зеркал Киркпатрика-Баеза (КБ) [25]. Для указанной оптики доступно $A \sim 1$ mm, что на два порядка больше апертуры пинхола, в связи с чем можно пренебречь дифракционным размытием изображения. Тем не менее в измерениях поперечных размеров источника с использованием фокусирующей оптики следует учитывать геометрические и хроматические аберрации, ограничивающие итоговое разрешение изображающей системы, см. разд. 3.

Для интерферометрических исследований когерентных свойств СИ могут использоваться разнообразные

оптические схемы: двухщелевой интерферометр [9], билинза Бийе [26], зеркало Ллойда [27], интерферометр Тальбота [11] и др.

Рассмотрим типичную схему измерения размеров источника в опыте Юнга. После предварительной монохроматизации пучок СИ проходит через пару удаленных от точки излучения на расстояние $p$ щелей ширины $a$, разнесенных между собой на $d$. На расстоянии $q \gg a, d$ от щелей располагают координатный детектор, регистрирующий интерферограмму $I(x)$:

$$I = 2I_0 \operatorname{sinc}^2\Big(\frac{\pi a}{\lambda q}x\Big)\Big[1 + \gamma_{coh}\cos\Big(\frac{2\pi d}{\lambda q}x\Big)\Big], \qquad (12)$$

где $\gamma_{coh}$ — комплексная степень когерентности. В жестком рентгеновском диапазоне справедлива теорема Ван Циттерта-Цернике [28], согласно которой на удалении от некогерентного источника $\gamma_{coh}$ может быть выражена как преобразование Фурье от распределения интенсивности источника. Для гауссова источника имеем

$$V = |\gamma_{coh}| = \exp\Big[-2\Big(\frac{\pi\sigma_{source}d}{\lambda p}\Big)^2\Big]. \qquad (13)$$

Величина $V$ — видность интерференционной картины:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \qquad (14)$$

где $I_{\max}$ и $I_{\min}$ — максимальное и минимальное значение интенсивности на детекторе. Значение $V$ определяется в результате подгонки измеренной интерферограммы (12). Размер источника выражается из (13):

$$\sigma_{source} = \frac{\lambda p}{\pi d}\sqrt{\frac{1}{2}\ln\frac{1}{V}}. \qquad (15)$$

Относительное разрешение двухщелевого интерферометра может быть выражено путем дифференцирования (15) [22]:

$$\frac{d\sigma_{source}}{\sigma_{source}} = \frac{dV}{12\ln(1/V)}. \qquad (16)$$

Оптимальная видность $V_0 = 0.368$ определяется из минимизации отношения $d\sigma_{source}/\sigma_{source}$ при фиксированной точности $dV$. Отсюда возникает связь между ожидаемым размером источника и комбинацией оптимальных значений $\lambda_0$, $p_0$ и $d_0$:

$$\sigma_{source} = \frac{0.255\lambda_0 p_0}{d_0}. \qquad (17)$$

На практике для определения $\sigma_{source}$ исследуют зависимость видности $V$ от расстояния между щелями, перебирая набор парных щелей с разными $d$. Ширины щелей $a$ выбираются достаточно малыми, чтобы соблюдались условия приближения дифракции Фраунгофера. В работе [22] предложено выбирать $a = d/5$. При этом ширина огибающей функции sinc интерферограммы (12) оказывается достаточно большой, чтобы уместить $\sim 10$ интерференционных пиков. Фактически при измерении размеров электронного пучка в двухщелевом эксперименте главным ограничением является ширина PSF-детектора. В видимом диапазоне для таких измерений достигнуто разрешение $1\,\mu$m [29]. Тем не менее метод реализуем и в жестком рентгеновском диапазоне [9].

Переход от двухщелевой схемы к билинзе Бийе [26] дает выигрыш в светосиле, пропорциональный отношению апертур линзы и щели. Билинза формирует пару взаимно когерентных вторичных источников, для которых справедливы приведенные ранее рассуждения о паре щелей. Регистрация интерферограммы позволяет восстановить размеры этих вторичных источников, которые, в свою очередь, связаны с размерами реального источника отношением плеч. При этом для сохранения информации об электронном пучке важно, чтобы фокус билинзы не был дифракционно-ограниченным.

С увеличением яркости источников СИ для измерений поперечных размеров электронного пучка становится доступным метод рентгеновской гетеродинной интерферометрии, требующий минимального набора оптики: монохроматора и спекл-генератора [12,13]. В качестве последнего может служить, например, абразивная бумага или, лучше, слабо поглощающая пористая ацетилцеллюлозная мембрана [12,30]. Спекл-генератор располагают после монохроматора на расстоянии $p \sim 10-100$ m от источника и $q \sim 1$ m от двухкоординатного детектора, регистрирующего спекл-картины. Распределение интенсивности на детекторе $I(x, y)$ и нормализованный полезный сигнал $I_n(x, y)$ выражаются как:

$$I(x, y) = |E_i|^2 + E_i^* E_s + E_s^* E_i + |E_s|^2 \simeq I_i + 2\mathrm{Re}(E_i^* E_s),$$

$$I_n(x, y) = \frac{I - I_i}{I_i}, \qquad (18)$$

где $E_i$ и $E_s$ — поля падающей и рассеянной волны соответственно, $|E_i|^2 = I_i$, $|E_s| \ll |E_i|$. В режиме дифракции Френеля спектральная плотность мощности (далее PSD — от англ. „Power Spectral Density“) сигнала $I_n$ может быть факторизована следующим образом [12,31]:

$$I_n(\xi) = T_{near-field}(\xi) I_{membrane}(\xi), \qquad (19)$$

где $T_{near-field}(\xi)$ — передаточная функция в ближнем поле, $I_{membrane}(\xi)$ — преобразование Фурье распределения электронной плотности спекл-генератора (мембраны). Важно, что диапазон пространственных частот $(\xi_{\min}, \xi_{\max})$ ограничен: $\xi_{\min}$ определяется стабильностью оптики, а $\xi_{\max}$ — шириной PSF-детектора. Передаточная функция $T_{near-field}(\xi)$ в указанном диапазоне $(\xi_{\min}, \xi_{\max})$ также факторизуется [12,31]:

$$T_{near-field}(\xi) = T_{Talbot}(\xi) T_{coherence}(\xi) \mathrm{FR}_{detector}(\xi), \qquad (20)$$

где $\mathrm{FR}_{detector}$ — пространственная амплитудно-частотная характеристика детектора (определяется экспериментально). Множители $T_{Talbot}$ и $T_{coherence}$ описывают эффект Тальбота и влияние частичной когерентности СИ

соответственно:

$$T_{Talbot}(\xi) = \sin^2\Big(\frac{\xi^2 q}{2k}\Big), \tag{21}$$

$$T_{coherence}(\xi) = \exp\Big[-\Big(\frac{x^2}{l_{coh,\,x}{}^2} + \frac{y^2}{l_{coh,\,y}{}^2}\Big)\Big], \tag{22}$$

где $l_{coh,\,x|y}$ — rms длины пространственной когерентности. Выражение (22) следует из теоремы ван Циттерта-Цернике в предположении гауссова профиля источника. Длины пространственной когерентности связаны с размером гауссова источника соотношением [2]:

$$l_{coh,\,x|y} = \frac{\lambda p}{3.545\sigma_{source,\,x|y}}. \tag{23}$$

Таким образом, спекл-картина в ближнем поле содержит в себе информацию о размере электронного пучка сразу по двум координатам. На практике разрешение метода определяется детектором.

## 2. Схема измерений эмиттанса в жестком рентгеновском диапазоне

Для измерений электронного эмиттанса на ЦКП „СКИФ“ будут использоваться станции „Диагностика пучка в рентгеновском диапазоне“ и „Метрология в жестком рентгеновском диапазоне“ (рис. 1). На обеих станциях в качестве источника излучения будут служить „сильные“ поворотные магниты с полем $B = 2.05\,\mathrm{T}$ и соответствующей критической энергией СИ $E_{ph,c} \approx 12\,\mathrm{keV}$. Во фронтэндах станций будет осуществляться спектральная фильтрация и первичная коллимация пучка СИ.

Станция „Диагностика пучка в рентгеновском диапазоне“ предназначена для непрерывного мониторирования электронного пучка путем построения изображения источника в жестком рентгеновском диапазоне. На начальных этапах пусконаладки накопителя с этой целью будет использоваться квадратный пинхол, работающий на $E_{ph} \sim 60-100\,\mathrm{keV}$ и расположенный на расстоянии 8 m от источника. Пинхол будет состоять из пары скрещенных регулируемых прецизионных щелей, выполненных из твердого сплава на основе вольфрама. Для подавления низкоэнергетической части спектра будет использоваться молибденовый фильтр. Изображение источника будет регистрироваться с помощью двухкоординатного рентгеновского детектора, состоящего из тонкого сцинтиллятора с высоким эффективным атомным номером (например, BGO или LYSO), плоского зеркала, оптического объектива с увеличением $\sim 10$ и ПЗС матрицы. Детектор будет расположен в 78 m от источника, т. е. в конце экспериментального зала.

После достижения проектного электронного эмиттанса планируется провести серию экспериментов по изучению динамики электронного пучка с высокими пространственным и временным разрешением. С этой целью на станции „Диагностика пучка в рентгеновском диапазоне“ пинхол и молибденовый фильтр будут выведены из пучка СИ, а для построения изображения будет применяться расположенная в 27 m от источника светосильная ахроматическая система зеркал КБ, состоящая из двух эллиптических зеркал полного внешнего отражения (ПВО) и работающая в полосе $E_{ph} \sim 10-30\,\mathrm{keV}$. Для подавления низкоэнергетической части спектра будет использоваться алмазный фильтр. Следует отметить, что система зеркал КБ должна быть предварительно охарактеризована на метрологической станции.

Станция „Метрология в жестком рентгеновском диапазоне“, предназначенная для аттестации рентгеновской оптики ЦКП „СКИФ“ также может быть использована для решения задач прецизионного измерения электронного эмиттанса и исследования профиля пучка электронов в динамике на энергиях $E_{ph} \sim 10\,\mathrm{keV}$ с применением двухзеркального многослойного или прорезного кристаллического монохроматоров. На метрологической станции буду доступны следующие режимы диагностики электронного пучка: камера на основе скрещенных полимерных составных преломляющих линз (СПЛ), интерферометр Юнга, интерферометр Бийе, гетеродинный интерферометр. В соответствующих режимах в пучок СИ после монохроматоров будут вводиться оптические элементы: скрещенные СПЛ и билинзы Бийе на расстоянии 27 m от источника, наборы парных щелей и спекл-генератор — перед аналогичным ранее описанному двухкоординатным детектором в конце экспериментального зала.

Итого, для измерений электронного эмиттанса ЦКП „СКИФ“ в жестком рентгеновском диапазоне предлагаются следующие оптические схемы:

1) камера-обскура,
2) камера на зеркалах КБ ПВО,
3) камера на скрещенных полимерных линзах,
4) интерферометры Юнга — вертикальный и горизонтальный,
5) интерферометры Бийе — вертикальный и горизонтальный,
6) гетеродинный интерферометр.

Перекрестная проверка результатов измерений электронного эмиттанса, проведенных разными методами с использованием разной оптики, позволит исключить влияние отдельных рентгенооптических элементов.

## 3. Моделирование

Для приведенных далее оценок взяты следующие параметры накопительного кольца ЦКП „СКИФ“ [1]: энергия электронов $E = 3\,\mathrm{GeV}$, энергетический разброс $\sigma_E/E = 0.0011$, ток пучка 400 mA, эмиттансы $\varepsilon_{e,x} = 75\,\mathrm{pm{\cdot}rad}$ и $\varepsilon_{e,y} = 7.5\,\mathrm{pm{\cdot}rad}$, бетатронные функции $\beta_x = 0.252\,\mathrm{m}$ и $\beta_y = 7.77\,\mathrm{m}$, дисперсионная функ-

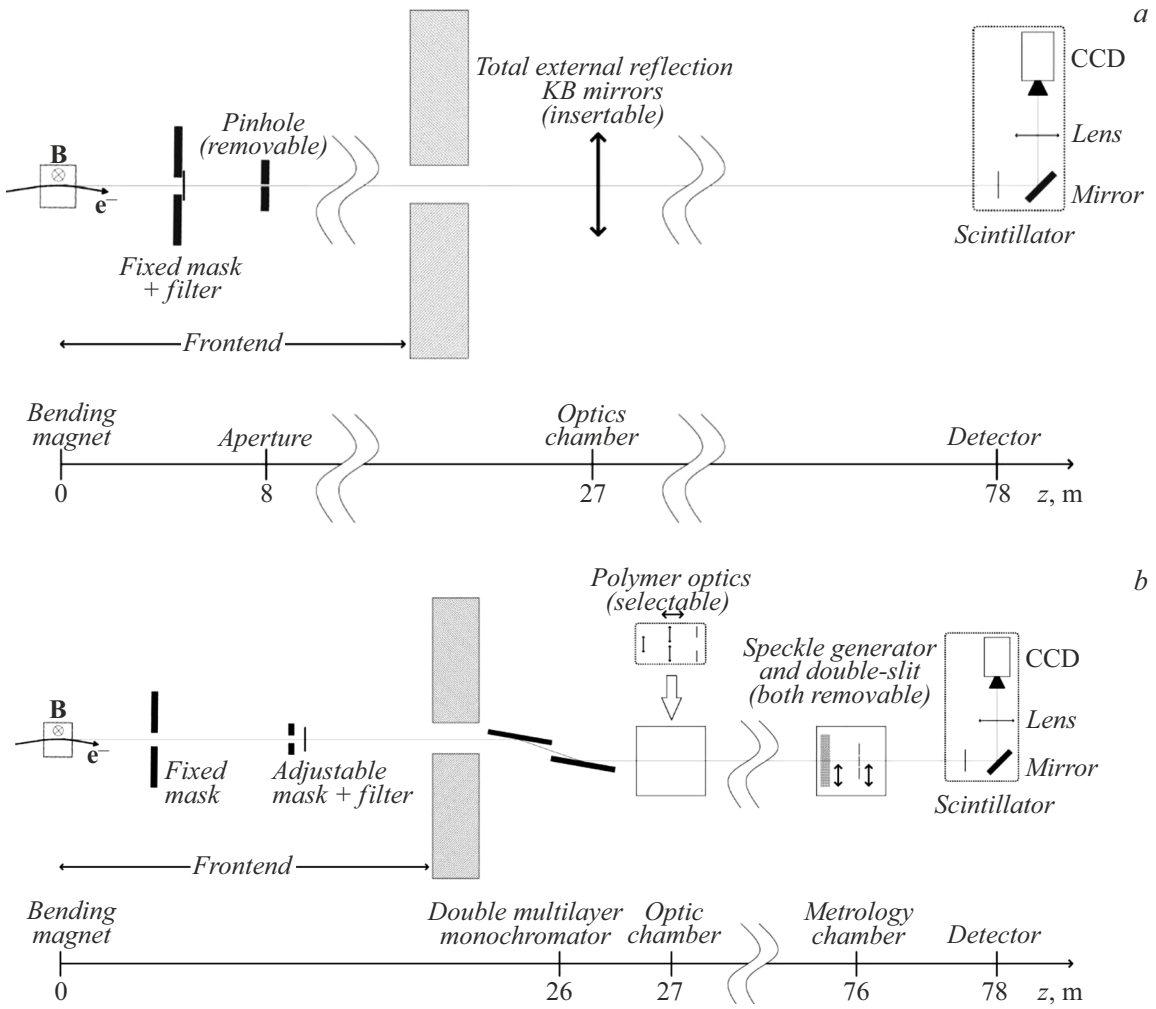


**Рис. 1.** Схема измерений электронного эмиттанса накопителя ЦКП „СКИФ“: *a* — на станции „Диагностика пучка в рентгеновском диапазоне“, *b* — на станции „Метрология в жестком рентгеновском диапазоне“.

ция $\eta_x = 0.003$ m. Соответствующие поперечные размеры электронного пучка $\sigma_{e,x} = 5.46\,\mu$m, $\sigma_{e,y} = 7.63\,\mu$m. Спектр СИ, генерируемого пучком электронов в поворотном магните, рассчитан с помощью программы Spectra [32] и представлен на рис. 2.

В режиме камеры-обскуры применение фильтра из металлического Mo толщиной 1 mm и естественный спад интенсивности в области высоких энергий фотонов обеспечивают куполообразный спектр СИ с центром в $E_{ph} = 80$ keV и шириной на полувысоте 41 keV. При таких высоких энергиях фотонов отличием $\sigma_e$ от $\sigma_{source}$ можно пренебречь. Рассчитанные в соответствии с (8) PSF для разных размеров квадратного пинхола при $E_{ph} = 80$ keV приведены на рис. 3. Из соображений баланса между шириной пика и размером дифракционных „лепестков“ для дальнейшего моделирования выбрано $A = 14.8\,\mu$m, что соответствует $\Omega \approx 3.1$.

Для выбранного пинхола PSF при энергии фотонов 60, 80 и 100 keV приведены на рис. 4, *a–c* соответственно. Средневзвешенная PSF по спектру после фильтра из Mo (рис. 2) приведена на рис. 4, *d*. Видно, что усреднение по широкой спектральной полосе сглаживает дифракционные „лепестки“.

Изображение источника, формируемое пинхолом на детекторе, является результатом свертки идеального увеличенного в $M = q/p = (70\,\text{m})/(8\,\text{m}) = 8.75$ раз изображения источника и усредненной по спектру PSF, рис. 5. Разрешение пинхола составляет $\sigma_{pinhole}/M = 32.3/8.75 \approx 3.7\,\mu$m. Такая высокая кратность увеличения ослабляет требования к узости PSF-детектора, делая возможным увеличение толщины сцинтиллятора, что важно для эффективности регистрации СИ в диапазоне $E_{ph} > 30$ keV.

При использовании пары эллиптических цилиндрических зеркал КБ полного внешнего отражения в качестве светосильной ахроматической изображающей оптики дифракционное уширение оказывается пренебрежимо малым (по сравнению с пинхолом), однако PSF становится функцией координат поля зрения камеры. Увеличение системы составит $M \approx 1.89$ $(q/p \approx (51\,\text{m})/(27\,\text{m})$, раз-

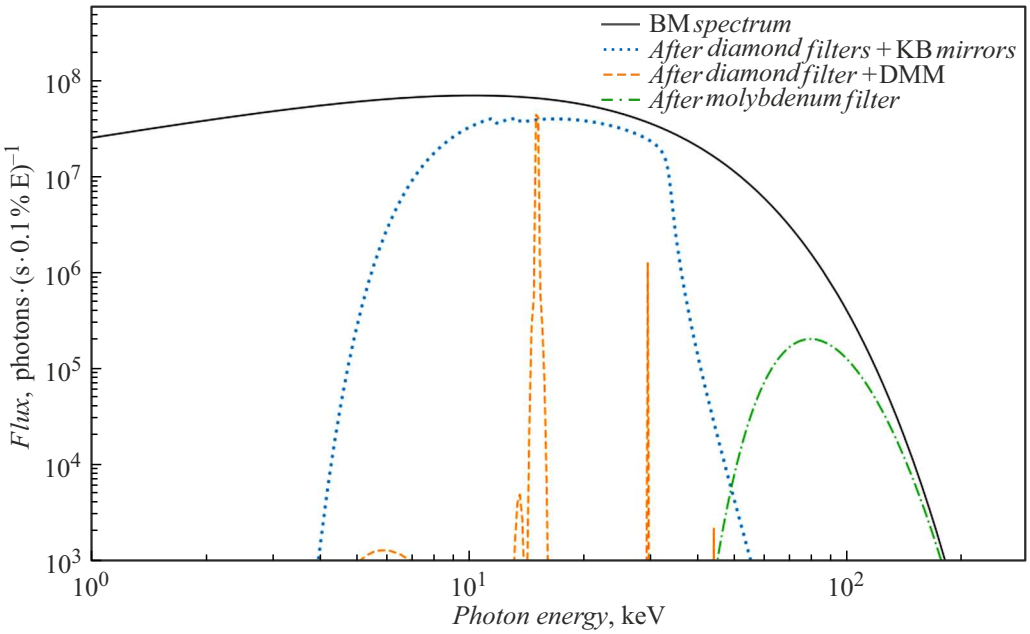


**Рис. 2.** Спектр СИ, испущенного в телесный угол $1\,\mu\text{rad}^2$. Алмазный фильтр толщиной 0.8 mm применяется при построении изображения источника ахроматическими зеркалами КБ, а также при использовании линз и интерферометров с монохроматором. Молибденовый фильтр толщиной 1 mm применяется в камере-обскуре.

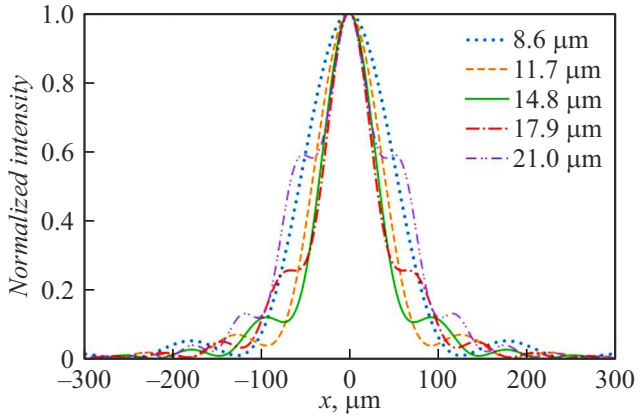


**Рис. 3.** PSF для разных размеров пинхола $A$.

ница положений центров зеркал в расчете принималась равной 205 mm). Спектр СИ в такой камере формируется кривой коэффициента пропускания алмазного фильтра толщиной 0.8 mm и кривой коэффициента отражения покрытия зеркал Pt при скользящем угле 2.5 mrad (рис. 2). Результирующая спектральная полоса 8–32 keV.

Построение изображения системой зеркал КБ моделировалось путем трассировки лучей с помощью Shadow 3 [33] в составе пакета OASYS [34]. Каустика пучка СИ вблизи фокуса зеркал КБ приведена на рис. 6. Видно, что такая изображающая система имеет большую глубину фокуса или, другими словами, слабую чувствительность к ошибке позиционирования детектора вдоль оптической оси.

Для учета размытия фокусного пятна вследствие низко- и среднечастотных ошибок поверхностей зеркал были сгенерированы профили ошибок с rms 1 nm (рис. 7).

Основной вклад в искажение изображения источника камерой с КБ вносит коматическая аберрация, ограничивающая поле зрения. Изображения, формируемые системой КБ, при разных величинах поперечного сдвига источника с учетом ошибок поверхностей зеркал приведены на рис. 8.

Свободным от комы оказывается поле зрение 1 mm, что в 100 раз больше линейных размеров источника. Кроме того, кома может быть частично скомпенсирована при последующей обработке изображения. Для прямого наблюдения источника с высоким временным разрешением в более широком поле зрения отдельного рассмотрения заслуживает камера на основе зеркал Вольтера.

В качестве альтернативной оптики для изображения источника могут служить составные преломляющие линзы. Изготовленные по LIGA-технологии полимерные линзы могут считаться рентгеноаморфными [35], причем ошибки формы поверхностей таких линз пренебрежимо малы [36,37]. По этой причине для моделирования выбраны цилиндрические параболические линзы из полимера SU-8 в скрещенной геометрии с радиусом кривизны при вершине 0.5 mm и апертурой $A = 1.4$ mm, что заведомо больше поперечных длин когерентности пучка СИ при $p = 27$ m и $E_{ph} = 18.4$ keV. Увеличение $M = q/p \approx 1.89$.

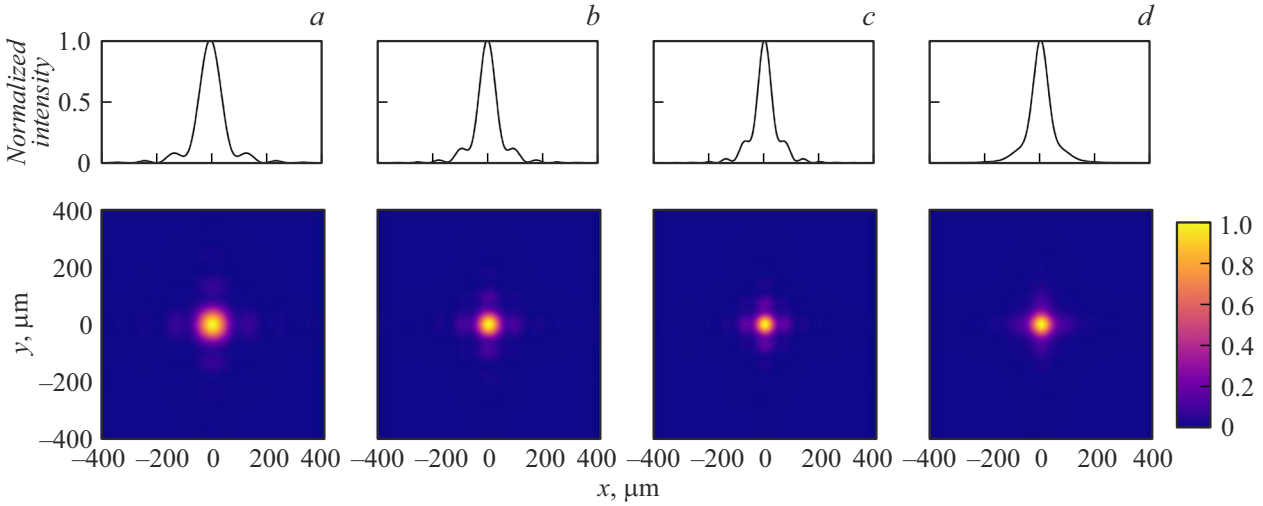


**Рис. 4.** PSF для пинхола с $A = 14.8\,\mu$m: $a$ — при $E_{ph} = 60$ keV, $b$ — при $E_{ph} = 80$ keV, $c$ — при $E_{ph} = 100$ keV, $d$ — усредненная по спектру СИ после молибденового фильтра. Цветовая шкала здесь и далее соответствует нормированной на единицу интенсивности.

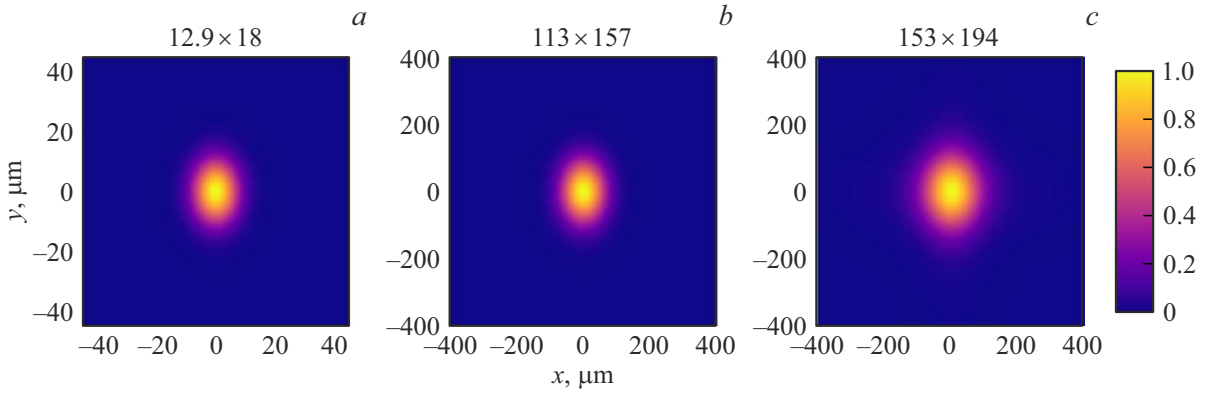


**Рис. 5.** Источник ($a$), его идеальное увеличенное изображение ($b$) и изображение, формируемое пинхолом ($c$). Указаны $2.355 \cdot \sigma$ размеры пятен в $\mu$m.

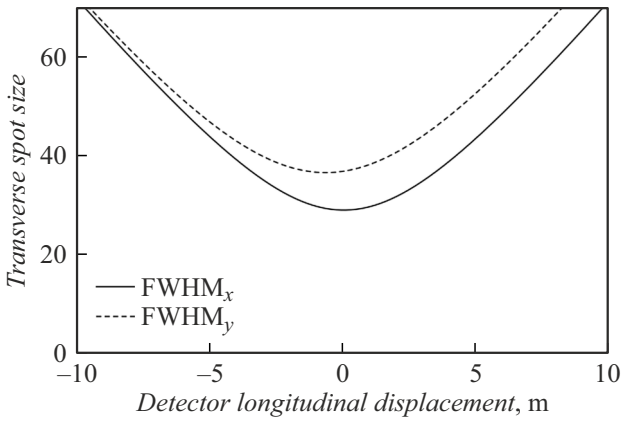


**Рис. 6.** FWHM размеры сечения пучка СИ вблизи фокуса системы зеркал КБ.

Рентгеновские преломляющие линзы обладают выраженным хроматизмом положения, а потому требуют монохроматизации СИ. При построении изображения источника хроматические аберрации существенны даже в случае использования двухзеркального многослойного монохроматора с шириной полосы пропускания $\Delta E_{ph}/E_{ph} \sim 10^{-2}$, рис. 9, $b$. Тем не менее при применении прорезного кристаллического монохроматора с $\Delta E_{ph}/E_{ph} \sim 10^{-4}$ такие линзы способны строить изображение, свободное от аберраций в большом поле зрения (рис. 9, $c, d$). В рамках задачи наблюдения за электронным пучком в накопителе ЦКП „СКИФ“ поле зрения линз можно считать неограниченным. С другой стороны, камера на основе прорезного монохроматора и преломляющих линз проигрывает камере на основе зеркал КБ в светосиле четыре порядка, что ограничивает возможность ее использования для измерений с высоким временным разрешением.

Стоит также отметить, что на основе преломляющих линз нетрудно реализовать составной микроскоп (с объективом и окуляром) для наблюдения за электронным

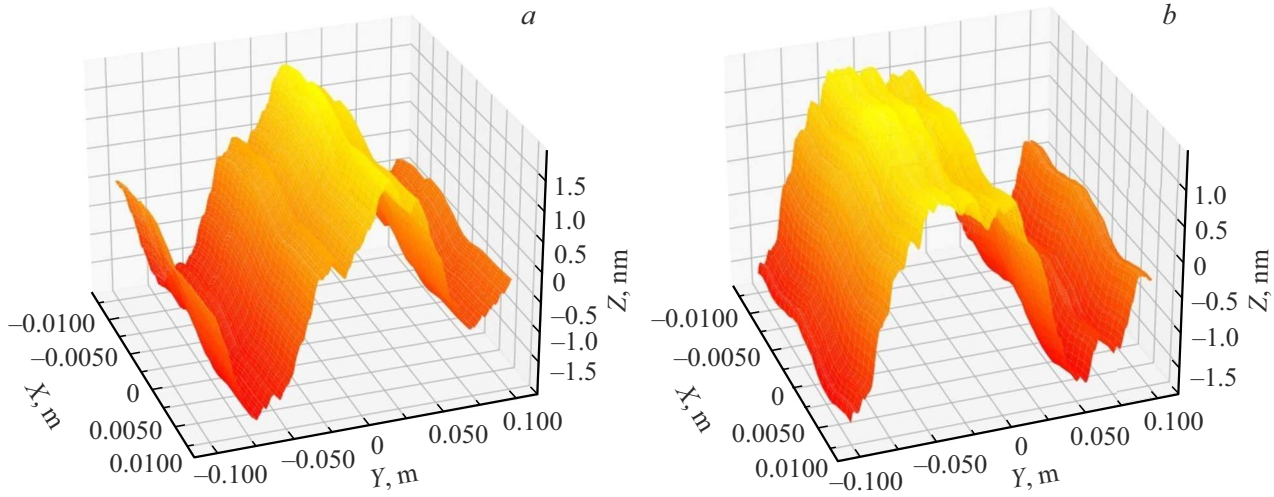


**Рис. 7.** Использованные в расчетах сгенерированные профили ошибок системы КБ: *a* — для горизонтально фокусирующего зеркала, *b* — для вертикально фокусирующего зеркала. Ось *X* направлена поперек пучка СИ, ось *Y* — вдоль.

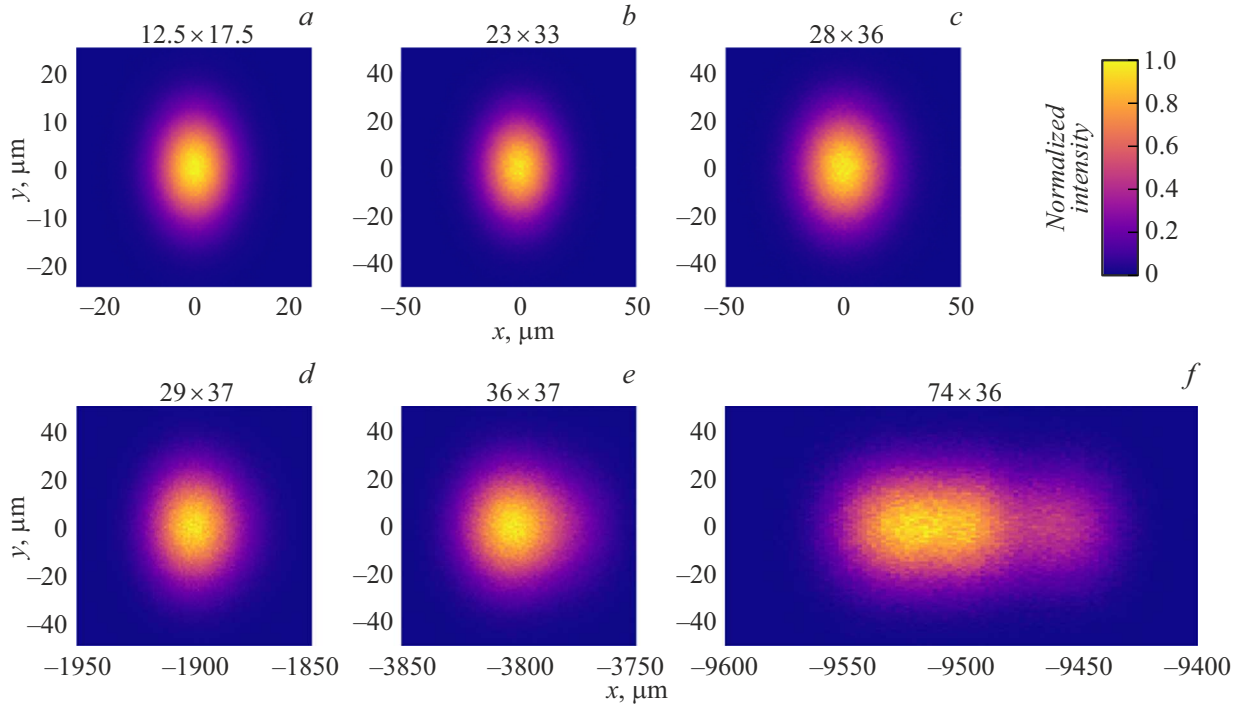


**Рис. 8.** Результаты трассировки лучей: *a* — источник; *b* — его увеличенное изображение, построенное идеальными зеркалами КБ; *c* — изображение, построенное зеркалами КБ с профилями ошибок; *d–f* — изображения, построенные зеркалами КБ с профилями ошибок при горизонтальном сдвиге источника на 1, 2 и 5 mm соответственно. Указаны FWHM размеры пятен в $\mu$m.

пучком с большей кратностью увеличения, что снижает требования к узости PSF-детектора.

В целях демонстрации применимости интерферометрии в жестком рентгеновском диапазоне для диагностики пучка ЦКП „СКИФ“ смоделирован опыт Юнга. Расчет выполнен путем сложения интенсивности излучения, испущенного „макроэлектронами“, распределенными по Гауссу в соответствии с ожидаемыми размерами и расходимостью электронного пучка в сильнопольном поворотном магните. Расчет проведен в XRT [39]. Рассмотрены случаи применения прорезного монохроматора Si(111) и двухзеркального многослойного монохроматора Mo/$B_4C$. Пример интерферограмм в плоскости детектора приведен на рис. 10. Расчет свидетельствует о достаточности двухзеркального монохроматора, т. е. о возможности проводить интерферометрические измерения на „розовом“ пучке.

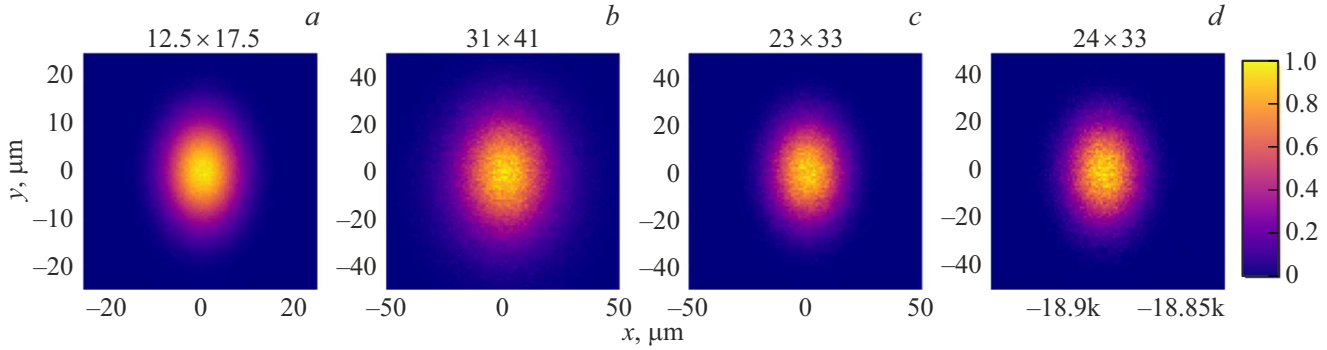


**Рис. 9.** Результаты трассировки лучей: *a* — источник; *b* — его увеличенное изображение, построенное линзами при использовании двухзеркального монохроматора с покрытием $Mo/B_4C$ [38]; *c, d* — изображения, построенные линзами при использовании прорезного монохроматора Si(111) при горизонтальном сдвиге источника на 0 и 10 mm соответственно. Указаны FWHM размеры пятен в $\mu$m.

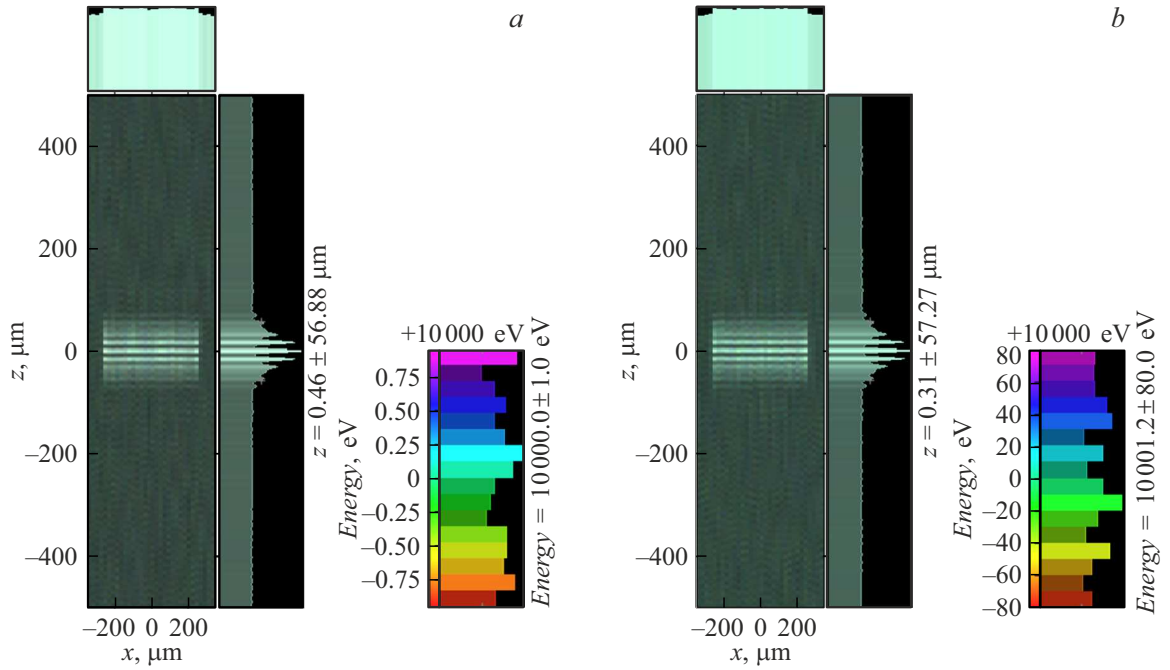


**Рис. 10.** Моделирование двухщелевого опыта Юнга в жестком рентгеновском диапазоне, $E_{ph} = 10$ keV: *a* — для монохроматического излучения после прорезного монохроматора Si(111), *b* — для „розового“ излучения после двухзеркального многослойного монохроматора $Mo/B_4C$. Цветом обозначена энергия квантов излучения, яркостью — относительная интенсивность. Расстояние между центрами щелей 50 $\mu$m, ширина щелей 10 $\mu$m.

## Заключение

Характеризация электронного пучка на источниках синхротронного излучения необходима как для работы системы обратной связи накопителя, так и в пользовательских задачах метрологии рентгеновской оптики и микроскопии. В работе предложена программа измерений электронного эмиттанса накопителя ЦКП „СКИФ“ в жестком рентгеновском диапазоне. В частности, предложен концепт станции „Диагностика пучка в жестком диапазоне“, предназначенной для непрерывного мониторирования электронного пучка посредством построения изображения источника камерой-обскурой или светосильной изображающей зеркальной оптикой полного внешнего отражения в условиях полихроматического излучения. Кроме того, предложено дополнительно строить изображения источника с помощью составной преломляющей линзы, а также применять комплементарные интерферометрические методы в жестком рентгеновском диапазоне в условиях монохроматического излучения на станции „Метрология в жестком диапазоне“.

В самой консервативной схеме измерений, т.е. при использовании камеры-обскуры, ожидаемое разрешение составляет 3.7 $\mu$m.

### Финансирование работы

Работа была выполнена в рамках Государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации для ЦКП „СКИФ“ ИК СО РАН (FWUR-2024-0042).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

[1] G. Baranov, A. Bogomyagkov, I. Morozov, S. Sinyatkin, E. Levichev. Phys. Rev. Accel. Beams, **24** (12), 120704 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.24.120704
[2] P. Willmott. *An introduction to synchrotron radiation: techniques and applications* (John Wiley & Sons, 2019), DOI: 10.1002/9781119280453
[3] C. Thomas, G. Rehm, I. Martin, R. Bartolini. Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams, **13** (2), 022805 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.13.022805
[4] P. Elleaume, C. Fortgang, C. Penel, E. Tarazona. J. Synchrotron Radiat., **2** (5), 209 (1995). DOI: 10.1107/S0909049595008685
[5] H. Sakai, M. Fujisawa, K. Iida, I. Ito, H. Kudo, N. Nakamura, K. Shinoe, T. Tanaka. Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams, **10** (4), 042801 (2007). DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.10.042801
[6] T. Weitkamp, O. Chubar, M. Drakopoulos, A. Souvorov, I. Snigireva, A. Snigirev, F. Günzler, C. Schroer, B. Lengeler. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, **467**, 248 (2001). DOI: 10.1016/S0168-9002(01)00284-4
[7] T.R. Renner, H.A. Padmore, R. Keller. Rev. Sci. Instrum., **67** (9), 3368 (1996). DOI: 10.1063/1.1147369
[8] D.C. Zhu, J.H. Yue, Y.F. Sui, D.H. Ji, J.S. Cao, K.R. Ye, S.Q. Tian, J. Chen, Y.B. Leng. Nucl. Sci. Tech., **29**, 148.1 (2018). DOI: 10.1007/s41365-018-0477-y
[9] V. Nazmov, M. Kluge, A. Last, F. Marschall, J. Mohr, H. Vogt, R. Simon. Microsyst. Technol., **20** (10), 2031 (2014). DOI: 10.1007/s00542-013-2056-9
[10] W. Leitenberger, H. Wendrock, L. Bischoff, T. Weitkamp. J. Synchrotron Radiat., **11** (2), 190 (2005). DOI: 10.1107/S0909049503029169
[11] L. Assoufid, X. Shi, S. Marathe, E. Benda, M.J. Wojcik, K. Lang, R. Xu, W. Liu, A.T. Macrander, J.Z. Tischler. Rev. Sci. Instrum., **87** (5), 052004 (2016). DOI: 10.1063/1.4950775
[12] Y. Kashyap, H. Wang, K. Sawhney. Phys. Rev. A, **92** (3), 033842 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevA.92.033842
[13] M. Siano, B. Paroli, M.A.C. Potenza, L. Teruzzi. Phys. Rev. Accel. Beams, **25** (5), 052801 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.25.052801
[14] J. Breunlin, Å. Andersson, N. Milas, Á. Saá Hernández, V. Schlott. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, **803**, 55 (2015). DOI: 10.1016/j.nima.2015.09.032
[15] E.J. Jaeschke, S. Khan, J.R. Schneider, J.B. Hastings. *Synchrotron Light Sources and Free-Electron Lasers* (Springer, 2020). DOI: 10.1007/978-3-030-23201-6
[16] P.F. Tavares, S.C. Leemann, M. Sjöström, Å. Andersson. J. Synchrotron Radiat., **21** (5), 862 (2014). DOI: 10.1107/S1600577514011503
[17] L. Liu, N. Milas, A.H. Mukai, X.R. Resende, F.H. de Sá. J. Synchrotron Radiat., **21** (5), 904 (2014). DOI: 10.1107/S1600577514011928
[18] G. Kube. Proc. DIPAC, **35**, 6 (2007).
[19] A. Trebushinin, G. Geloni, Y. Rakshun, S. Serkez. Optica, **9** (8), 842 (2022). DOI: 10.1364/OPTICA.460902
[20] A. Trebushinin, G. Geloni, S. Serkez, R. Khubbutdinov, E. Saldin. Phys. Rev. Accel. Beams, **27** (3), 032802 (2024). DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.27.032802
[21] G. Geloni, E. Saldin, E. Schneidmiller, M. Yurkov. *Statistical optics approach to the design of beamlines for synchrotron radiation* (2006), arXiv preprint physics/0603269
[22] N. Samadi, X. Shi, L. Dallin, D. Chapman. Phys. Rev. Accel. Beams, **23** (2), 024801 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.23.024801
[23] V.P. Nazmov, E.F. Reznikova, A. Somogyi, Ju. Mohr, V. Saile. Proc. SPIE, **5539**, 235 (2004). DOI: 10.1117/12.562615
[24] V. Nazmov, E. Reznikova, A. Last, J. Mohr, V. Saile, M. DiMichiel, J. Göttert. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, **582** (1), 120 (2007). DOI: 10.1016/j.nima.2007.08.076
[25] E. Pestov, A.K. Chernyshev, M.S. Mikhailenko, M.V. Zorina, E.I. Glushkov, E.V. Petrakov, I.V. Malyshev, N.I. Chkhalo, D.G. Reunov. Appl. Opt., **64** (4), 837 (2025). DOI: 10.1364/AO.542363
[26] A. Snigirev, I. Snigireva, V. Kohn, V. Yunkin, S. Kuznetsov, M.B. Grigoriev, T. Roth, G. Vaughan, C. Detlefs. Phys. Rev. Lett., **103** (6), 064801 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.064801
[27] O.V. Chubar. IEEE Proc. Part. Accel. Conf., **4**, 2447 (1995). DOI: 10.1109/PAC.1995.505579
[28] M. Born, E. Wolf. *Principles of Optics*, 7th ed. (Cambridge University Press, 1999)
[29] T. Naito, T. Mitsuhashi. Phys. Rev. ST Accel. Beams, **9** (12), 122802 (2006). DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.9.122802
[30] K.S. Morgan, D.M. Paganin, K.K.W. Siu. Appl. Phys. Lett., **100** (12), 124102 (2012). DOI: 10.1063/1.3694918
[31] R. Cerbino, L. Peverini, M.A.C. Potenza, A. Robert, P. Bösecke, M. Giglio. Nat. Phys., **4** (3), 238 (2008). DOI: 10.1038/nphys837
[32] T. Tanaka. J. Synchrotron Radiat., **28** (4), 1267 (2021). DOI: 10.1107/S1600577521004100
[33] M.S.D. Rio, N. Canestrari, F. Jiang, F. Cerrina. J. Synchrotron Radiat., **18** (5), 708 (2011). DOI: 10.1107/S0909049511026306
[34] M.S.D. Rio, L. Rebuffi. AIP Conf. Proc., **2054** (1), 060081 (2019). DOI: 10.1063/1.5084712
[35] V. Nazmov, E. Reznikova, J. Mohr, V. Saile, L. Vincze, B. Vekemans, S. Bohic, A. Somogyi. J. Micromech. Microeng., **21** (1), 015020 (2010). DOI: 10.1088/0960-1317/21/1/015020
[36] V. Nazmov, E. Reznikova, J. Mohr, A. Snigirev, I. Snigireva, S. Achenbach, V. Saile. Microsyst. Technol., **10**, 716 (2004). DOI: 10.1007/s00542-004-0433-0
[37] M. Simon, E. Reznikova, V. Nazmov, A. Last. Microsyst. Technol., **14** (9–11), 1727 (2008). DOI: 10.1007/s00542-008-0618-z
[38] Е.И. Глушков, А.А. Ахсахалян, П.А. Вепрев, И.Г. Забродин, М.В. Зорина, И.В. Малышев, М.С. Михайленко, А.Е. Пестов, Е.В. Петраков, Р.С. Плешков, В.Н. Полковников, Д.Г. Реунов, А.Б. Уласевич, А.К. Чернышев, Н.И. Чхало, Р.А. Шапошников, Я.В. Ракшун, Ю.В. Хомяков, В.А. Чернов. ЖТФ, **95** (10), (2025).
[39] K. Klementiev, R. Chernikov. Proc. SPIE, **9209**, 60 (2014). DOI: 10.1117/12.2061400