
ДИФРАКЦИЯ И РАССЕЯНИЕ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

УДК 535.317

ТОЧНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ КРИВОЙ КАЧАНИЯ ПЛАНАРНОЙ СОСТАВНОЙ ПРЕЛОМЛЯЮЩЕЙ ЛИНЗЫ ДЛЯ ФОКУСИРОВКИ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2025 г. М. С. Фоломешкин^{1,*}, В. Г. Кон¹, А. Ю. Серёгин¹, Ю. А. Волковский¹,
П. А. Просеков¹, В. А. Юнкин², А. А. Снигирёв³, А. Е. Благов¹

¹Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

²Институт проблем проблем технологий микроэлектроники и особочистых материалов РАН, Черноголовка, Россия

³Балтийский федеральный университет им. И. Канта, Калининград, Россия

*E-mail: folmaxim@gmail.com

Поступила в редакцию 08.08.2025 г.

После доработки 15.08.2025 г.

Принята к публикации 20.08.2025 г.

Представлены результаты первого измерения кривой качания нанофокусирующей составной преломляющей линзы из кремния для фокусировки синхротронного излучения (СИ) на источнике “КИСИ-Курчатов”. Полученная кривая с высокой точностью аппроксимируется функцией Гаусса, а ее ширина соответствует развитой ранее аналитической теории для описания распространения СИ в многоэлементных фокусирующих системах. Показана возможность использования кривой качания как характеристики соосности экспериментальной схемы при работе с кремниевыми линзами на источниках СИ второго поколения.

DOI: 10.7868/S3034551025060012

ВВЕДЕНИЕ

Составные преломляющие линзы (СПЛ) [1] являются одними из основных элементов инфраструктуры источников синхротронного излучения (СИ) третьего и четвертого поколений [2]. Они не отклоняют пучок СИ, улучшают его когерентные свойства, хорошо отводят тепло, работают надежно и предсказуемо. Последнее качество обусловлено наличием простой и эффективной теории прохождения пучков СИ через СПЛ. Для коротких СПЛ, длина которых в несколько раз меньше фокусного расстояния, хорошо работает стандартная геометрическая оптика. Для длинных СПЛ, когда указанное выше условие не выполняется, существует более сложная теория, на основе пропагатора СПЛ, впервые вычисленного аналитически в [3, 4] в 2002 г.

Позднее была развита аналитическая теория на основе рекуррентных формул [5, 6]. Показано, что в случае, когда эффективная апертура СПЛ [7] меньше реальной апертуры, а зависимость волновой функции (ВФ) падающего излучения от по-перечной координаты описывается экспонентой от квадратного трехчлена с тремя комплексными коэффициентами, дальнейшее распространение такой волны через систему параболических линз и через воздух не меняет аналитический вид ВФ.

Меняются только коэффициенты, причем новые получаются из старых с помощью аналитических формул. Интенсивность излучения при этом описывается функцией Гаусса.

Такой подход позволяет получить аналитические формулы для всех параметров, характеризующих пучок СИ при прохождении через систему СПЛ. Основными параметрами являются фокусное расстояние z_f , размер пучка СИ в фокусе w_f и угловая расходимость пучка СИ после фокуса a_f . Менее важными параметрами, но тоже имеющими практическое значение, являются глубина фокуса l_f , т.е. расстояние, на котором размер фокуса примерно сохраняется при движении вдоль оптической оси, а также ширина кривой качания СПЛ a_r , т.е. размер углового интервала, внутри которого СПЛ пропускает пучок СИ.

Экспериментально кривая качания длинной СПЛ впервые измерена в [8]. В то время теория еще не была развита, и единственный вывод заключался в том, что измеренный параметр a_r оказался в 2 раза больше, чем значение, которое следует из простой геометрической оптики. Позднее для ширины кривой качания получено более точное значение [9] в виде аналитической формулы, зависящей от параметров эксперимента и размеров источника. Было также показано, что кривая

качания является функцией Гаусса, а измеренное в [8] значение ширины кривой качания полностью соответствует теории. В первом и единственном до настоящего времени эксперименте применяли двумерно фокусирующую СПЛ, состоящую из элементов с круглой апертурой и преломляющей поверхностью в виде параболоида вращения. Данная СПЛ была изготовлена из алюминия, имела 407 элементов с радиусом кривизны в апексе 200 мкм и длиной 1 мм. Полная длина линзы даже без корпуса составляла 40.7 см. Эксперимент выполняли на источнике третьего поколения ESRF в г. Гренобль (Франция).

В последние годы все чаще используются планарные нанофокусирующие СПЛ из кремния, изготавливаемые с применением электронной литографии и анизотропного глубокого плазменного травления [10, 11]. Планарные СПЛ состоят из элементов, преломляющая поверхность которых имеет форму параболического цилиндра, и, таким образом, являются одномерно фокусирующими. Эти компактные линзы имеют малую апертуру и обеспечивают высокую степень когерентности [9], что позволяет эффективно использовать их даже на источниках второго поколения, таких как “КИСИ-Курчатов” [12–14]. В настоящей работе представлены результаты первого измерения кривой качания нанофокусирующей СПЛ с апертурой 50 мкм. Показано, что для получения аккуратных результатов необходимо записывать двумерную картину пучка и выделять ту ее часть, которая непосредственно соответствует фокусировке СПЛ. В этом случае получается кривая в виде функции Гаусса с шириной, соответствующей теории.

ТЕОРИЯ

На рис. 1 показаны общий вид СПЛ и параметры одного элемента. Предположим, что ширина пучка СИ на выходе из СПЛ много меньше геометрической апертуры и не зависит от нее, так как излучение полностью поглощается в толстой части СПЛ вдали от оптической оси z . В этом случае трансмиссионную функцию одного элемента СПЛ можно записать в виде

$$T(x, f_c) = \exp(-iK[\delta - i\beta]x^2/R) = \exp(-i\pi x^2/\lambda f_c), \quad (1)$$

где $\delta - i\beta = 1 - n$, n – комплексный коэффициент преломления СИ для энергии фотонов E , $\gamma = \beta/\delta$, $f_c = f/(1 - i\gamma)$, $f = R/2\delta$, R – радиус кривизны у вершины параболы, $\lambda = hc/E$, $K = 2\pi/\lambda$, h – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме. По законам геометрической оптики, если δ и β много меньше единицы, то ВФ СИ при прохождении через один элемент линзы просто умножается на эту функцию.

При этом если ВФ имела вид экспоненты от квадратного трехчлена, то у нее изменится только

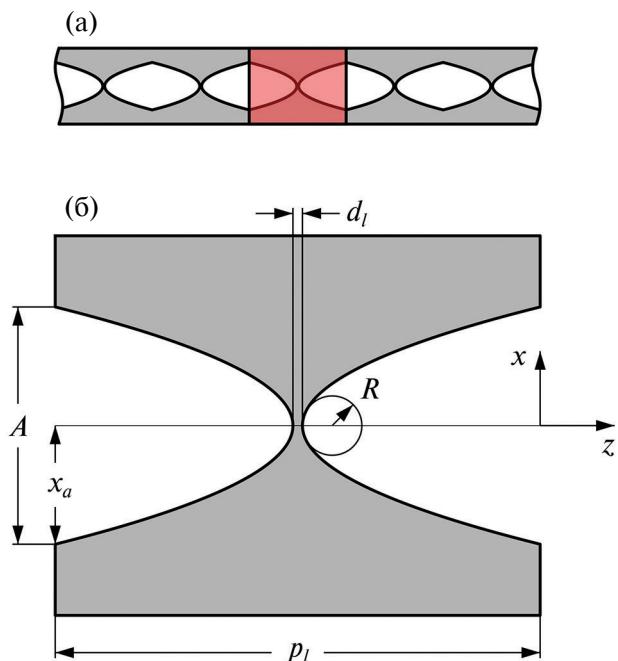


Рис. 1. Общий вид составной преломляющей линзы как периодической структуры (а). Параметры одного периода, где A – апертура, $x_a = A/2$, R – радиус кривизны параболической поверхности, d_l – толщина тонкой части, p_l – длина периода, и оси координат (б).

коэффициент при x^2 . Можно показать, что точно так же происходит при расчете свертки ВФ и пропагатора Френеля, т.е. при расчете распространения ВФ по пустому пространству. Это легко понять, принимая во внимание следующие соображения. Расчет свертки эквивалентен вычислению произведения образов функций Фурье. А образ фурье-экспоненты от квадратного трехчлена остаются такой же экспонентой, только с другими коэффициентами. Для получения аналитических формул преобразования одних коэффициентов в другие нужно выполнить относительно сложные аналитические расчеты. Это было впервые сделано в [5] и затем еще раз показано в [6]. Ниже эти формулы приводятся без вывода.

Итак, пусть ВФ после прохождения k тонких линз и расстояния между ними имеет вид

$$\psi_k(x) = T(x, a_k)P(x - x_0, b_k)T(x_0, c_k), \quad (2)$$

где x_0 – параметр отклонения точечного источника от оптической оси. Он определяется граничным условием и задается в начале расчета, т.е. в функции $\psi_0(x)$. Функция $P(x, z) = (i\lambda z)^{-1/2} \exp(itx^2/\lambda z)$ – пропагатор Френеля.

После прохождения еще одной тонкой линзы с параметром f_c и пустого расстояния z ВФ будет иметь такой же вид (2), но с индексом $k + 1$. Новые параметры вычисляются из старых по формулам:

$$(a_{k+1})^{-1} = b_k h, b_{k+1} = z + b_k(1 - zg), (c_{k+1})^{-1} = (c_k)^{-1} + zh, \quad (3)$$

где $g = (a_k)^{-1} + (f_c)^{-1}$, $h = g(b_{k+1})^{-1}$. Используется следующий порядок расчета: сначала g , затем b_{k+1} , затем h , далее все остальные параметры. Трансмиссионная функция (1) применяется в центре одного элемента СПЛ (рис. 1), а расстояние между плотно упакованными элементами равно их длине. В этом суть приближения сжатых линз. Оно вполне точное в области, где линзы тонкие, а в тех частях, где линзы толстые, излучение поглощается и не влияет на результат. Для расчета кривой качания достаточно знать ВФ на конце линзы, поскольку нужна интегральная интенсивность, а в пустом пространстве она не изменяется.

После того, как определены параметры a , b , c на конце СПЛ, необходимо вычислить квадрат модуля функции (2) и проинтегрировать его по координате x . Ответ $I(x_0)$ получится в виде функции Гаусса от координаты x_0 . Это и есть кривая качания для точечного источника СИ, записанная для не совсем правильного аргумента, так как при смещении источника на координату x_0 излучение от него падает на линзу под углом $\alpha = x_0/z_0$, где z_0 — расстояние от источника до СПЛ. Для того чтобы учесть размер источника, необходимо сделать еще один шаг — вычислить свертку функции $I(x_0 + x_s)$ и функции $B(x_0)$ — яркости источника. Здесь x_s — координата смещения центра источника СИ от оптической оси. Функция $B(x_0)$ также представляет собой функцию Гаусса, так что форма кривой не изменится, а вот ширина изменится. В результате получим зависимость $I(\alpha)$, где аргумент определяется как $\alpha = x_s/z_0$.

Полная ширина на половине высоты (половина ширины) функции $I(\alpha)$ может быть выражена аналитически через параметры a , b , c . Она равна $a_r = e\sigma_0(\sigma_0^2 + \sigma_s^2)^{1/2}/z_0$, где $e = (8\ln 2)^{1/2} = 2.355$, $\sigma_s = w_s/e$, w_s — размер источника, $\sigma_0 = (2K[C - AM])^{-1/2}$, $M = B/(A - B)$, $A = -\text{Im}(1/a)$, $B = -\text{Im}(1/b)$, $C = -\text{Im}(1/c)$. Вычисление параметра a_r реализовано в онлайн-программе [15], написанной на языке Javascript. Программа очень быстро выполняет расчеты параметров пучка СИ после прохождения через одну или несколько СПЛ с учетом параметров экспериментальной схемы.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент выполнен на станции РКФМ (Рентгеновская кристаллография и физическое материаловедение) источника “КИСИ-Курчатов”. Схема эксперимента представлена на рис. 2.

Генерация СИ на станции РКФМ осуществляется поворотным магнитом, расположенным на расстоянии $z_0 = 15$ м от позиции установки образца на пятикруженом гониометре (Huber). Источник

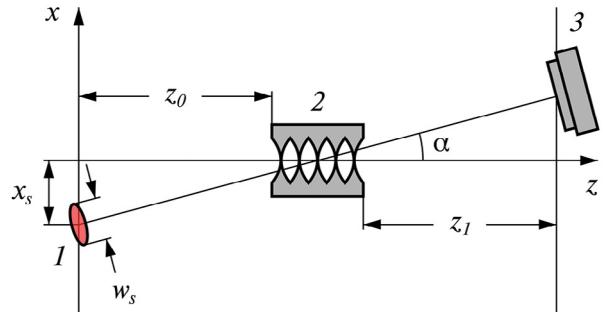


Рис. 2. Экспериментальная схема измерения кривой качания СПЛ: 1 — протяженный источник СИ, 2 — планарная СПЛ из кремния, 3 — двумерный детектор.

СИ, формируемый поворотным магнитом, имеет вытянутую в горизонтальном направлении форму и достаточно точно аппроксимируется двумерной функцией Гаусса с полушириной $\sim 100 \times 1000$ мкм² в вертикальном и горизонтальном направлениях соответственно. Для монохроматизации пучка СИ на станции используется двухкристальный монохроматор Si(111) (не показан на рис. 2) производства FMB Oxford, обеспечивающий относительное спектральное разрешение $\Delta E/E \sim 10^{-4}$. Более подробное описание технического оснащения станции РКФМ дано в [16].

Для фокусировки СИ использовали планарную СПЛ [10, 11] на поверхности монокристаллической кремниевой пластины с глубиной травления 50 мкм и параметрами одного периода $A = 50$ мкм, $R = 6.25$ мкм, $d_l = 2$ мкм, $p_l = 102$ мкм (рис. 1). Общее число периодов составляло $N = 196$, т.е. СПЛ была длинной в том смысле, что ее длина в несколько раз превышала фокусное расстояние. Планарные СПЛ являются одномерно фокусирующими, т.е. сжимают пучок СИ в одной плоскости. В перпендикулярной плоскости излучение распространяется без изменения направления. В результате фокусное пятно представляет собой узкую линию с продольным размером, равным глубине травления, и поперечным размером, соответствующим размеру пучка в фокусе. СПЛ устанавливали на гониометре таким образом, чтобы фокусировка происходила в вертикальной плоскости (плоскость (x, z)), соответствующей наименьшему размеру источника СИ.

Монохроматор был настроен на энергию фотонов $E = 18$ кэВ. Теоретическое фокусное расстояние, отсчитываемое от конца СПЛ, для выбранной энергии и указанных параметров эксперимента составляло 3 мм. Монохроматический пучок СИ перед СПЛ ограничивали в вертикальном и горизонтальном направлениях парой коллимирующих щелей (не показаны на рис. 2) размером 50 мкм, что соответствовало апертуре СПЛ A и глубине травления кремния. Перед измерениями проводилась настройка пространственного и углового положения

СПЛ вдоль направления распространения пучка СИ. Такое положение соответствовало нулевому смещению координаты центра источника СИ x_s от оптической оси z . После этого СПЛ поворачивали на угол α от начального положения вокруг оси, проходящей через центр СПЛ перпендикулярно плоскости (x, z) . Угол поворота α изменяли в диапазоне от -1.75 до 1.75 мрад с шагом 0.175 мрад. Диапазон углов был выбран исходя из теоретического значения полуширины кривой качания $a_r = 1.179$ мрад для указанных параметров. Для каждого углового положения записывали двумерное распределение интенсивности после СПЛ в по-перечной плоскости $I(x, y)$. Таким образом, в ходе эксперимента зарегистрировано 21 изображение распределения интенсивности сфокусированного пучка СИ для различных угловых положений СПЛ.

Регистрацию распределения интенсивности осуществляли с помощью двумерного рентгеновского детектора XSight Micron (Rigaku) на основе сцинтиляционного экрана и sCMOS-сенсора с эффективным размером пикселя 0.325 мкм. Детектор был расположен на расстоянии $z_1 = 10$ мм от конца СПЛ. Время экспозиции при измерении каждого двумерного изображения составляло 5 с. Отметим, что экспериментальное расстояние z_1 не соответствовало фокусному расстоянию СПЛ, поэтому размер регистрируемого пучка СИ в вертикальном направлении был больше минимального. Однако, поскольку кривая качания представляет собой угловую зависимость интегральной интенсивности, незначительное уширение размера пучка не является проблемой, так как суммирование сигнала может быть проведено по любой области регистрируемого изображения.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 представлены измеренные изображения пучка СИ после СПЛ для углов отклонения

$\alpha = 0$ и 0.525 мрад. В центре изображений наблюдается сфокусированный линейный пучок СИ, прошедший через СПЛ. Размер пучка вдоль горизонтали соответствует глубине травления структуры СПЛ в кремнии и составляет ~ 50 мкм. Видно, что при увеличении угла поворота СПЛ интенсивность сфокусированного пучка ожидаемо уменьшается. При этом вертикальное положение пучка практически не меняется, поскольку СПЛ фокусирует излучение почти на своем конце, а угол поворота мал.

В левой части изображений наблюдается часть пучка СИ, прошедшая мимо СПЛ вдоль поверхности кремниевой пластины, несмотря на использование коллимирующей щели шириной 50 мкм в горизонтальном направлении. Это происходит из-за относительно большого горизонтального размера источника СИ, так как излучение от точек, смещенных от оптической оси вдоль горизонтального направления, распространяется под углом к поверхности кремниевой пластины. Данный эффект наблюдается даже при значительном уменьшении размера раскрытия щели.

Для исключения этого фонового сигнала выделена область изображения, соответствующая непосредственно сфокусированному пучку СИ. На рис. 3 данная область обведена рамкой. После этого сигнал проинтегрирован по выделенной области для всех измеренных изображений, в результате чего получена экспериментальная кривая качания $I_r(\alpha)$. Отметим, что изменение области интегрирования при условии захвата фокусного пятна не приводило к существенному изменению формы кривой $I_r(\alpha)$ и ее полуширины.

Экспериментальная зависимость $I_r(\alpha)$ представлена на рис. 4 (кружки). Погрешность измерения интегральной интенсивности в каждой точке $I_r(\alpha)$ меньше размера кружков. Также на рис. 4 сплошной линией показан результат аппроксимации

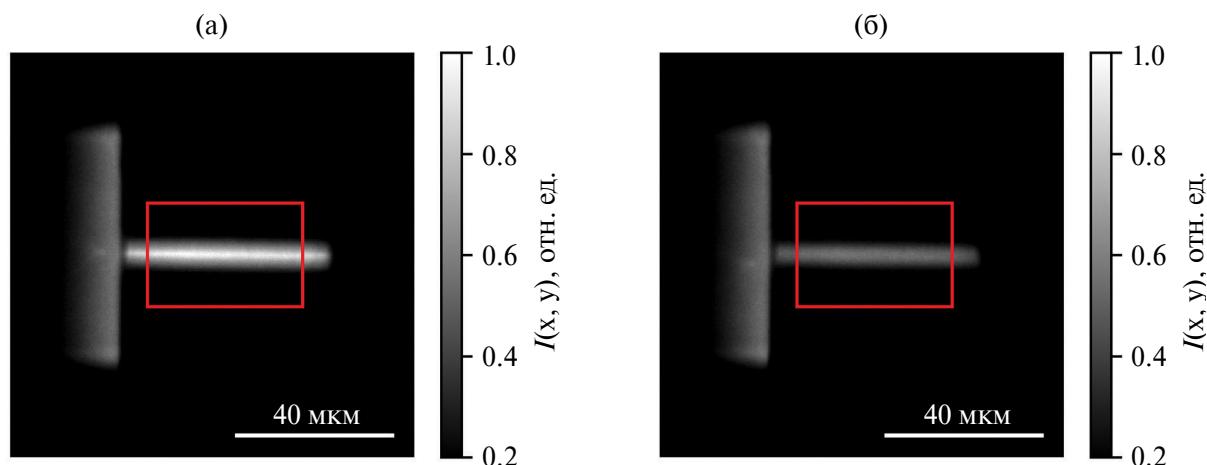


Рис. 3. Измеренные изображения распределения интенсивности СИ после СПЛ для углов поворота $\alpha = 0$ (а) и 0.525 мрад (б).

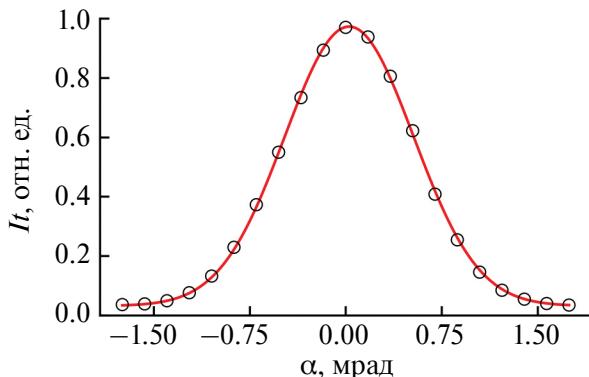


Рис. 4. Экспериментальная кривая качания СПЛ (кружки) в сравнении с результатом аппроксимации (сплошная линия).

экспериментальных данных гауссианой с применением метода наименьших квадратов. Видно, что данные эксперимента с высокой точностью описываются функцией Гаусса, что соответствует теории. Полуширина модельной кривой после подгонки составляет 1.188 ± 0.021 мрад, что в пределах погрешности совпадает с теоретическим значением 1.179 мрад.

В проведенном эксперименте СПЛ расположена так, что ось вращения проходит через центр линзы перпендикулярно плоскости рис. 2. При этом поверхность кремниевой пластины параллельна вертикальным створкам коллимирующих щелей. В случае несоблюдения указанных условий угловой поворот приводит к смещению центра апертуры линзы относительно центра щелей. В результате относительная интенсивность прямого пучка СИ, прошедшего над поверхностью кремния (рис. 3), будет меняться при изменении α .

Такой эффект может быть использован для оценки соосности экспериментальной схемы при работе с интегральным детектором, регистрирующим одновременно сфокусированный пучок и часть излучения, прошедшую мимо СПЛ. В случае несоосности регистрируемая с использованием такого детектора кривая качания будет отличаться от теоретической за счет изменяющегося вклада прямого пучка СИ при угловом повороте СПЛ. В противном случае вклад прошедшего мимо линзы излучения одинаковый для всех угловых точек, и кривая качания будет соответствовать теории. Например, если интегрирование сигнала провести по всей области измеренных изображений (рис. 3), полученных в соосной схеме, то кривая качания также с высокой точностью аппроксимируется функцией Гаусса с полушириной 1.18 \pm 0.04, что соответствует теоретическому значению с учетом погрешности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На станции РКФМ источника “КИСИ-Курчатов” впервые проведено измерение кривой ка-

чания длинной нанофокусирующей линзы из кремния. Анализ полученных экспериментальных данных показал их полное соответствие развитой ранее аналитической теории фокусировки синхротронного излучения многоэлементными линзовыми системами. Так, зарегистрированная кривая качания с высокой точностью аппроксимируется функцией Гаусса с полушириной, соответствующей теоретическому расчету.

Кроме того, показано, что при работе с кремниевыми линзами на источниках синхротронного излучения второго поколения при использовании интегральных детекторов необходимо соблюдать соосность экспериментальной схемы для исключения влияния прямого пучка, проходящего мимо линзы. Кривая качания линзы может быть использована в качестве характеристики соосности настройки экспериментальной схемы.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”. Работа В.А. Юнкина по созданию кремниевых преломляющих линз частично поддержана в рамках госзадания № 075-00295-25-00 (STATE TASK № 075-00295-25-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Snigirev A., Kohn V., Snigireva I., Lengeler B. // Nature. 1996. V. 384. P. 49. <https://doi.org/10.1038/384049a0>
2. Ковалчук М.В., Благов А.Е., Нарайкин О.С. и др. // Кристаллография. 2022. Т. 67. № 5. С. 726. <https://doi.org/10.31857/S0023476122050071>
3. Кон В.Г. // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 76. № 10. С. 701.
4. Кон В.Г. // ЖЭТФ. 2003. Т. 124. № 1. С. 234.
5. Кон В.Г. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исслед. 2009. № 5. С. 62.
6. Kohn V.G. // J. Synchrotron Radiat. 2012. V. 19. P. 84. <https://doi.org/10.1107/S0909049511045778>
7. Kohn V.G. // J. Synchrotron Radiat. 2017. V. 24. P. 609. <https://doi.org/10.1107/S1600577517005318>
8. Snigireva I.I., Kohn V.G., Snigirev A.A. // Proc. SPIE. 2004. V. 5539. P. 218. <https://doi.org/10.1117/12.564269>
9. Kohn V.G. // J. Synchrotron Radiat. 2018. V. 25. P. 1634. <https://doi.org/10.1107/S1600577518012675>
10. Yunkin V., Grigoriev M.V., Kuznetsov S. et al. // Proc. SPIE. 2004. V. 5539. P. 226. <https://doi.org/10.1117/12.563253>
11. Snigirev A., Snigireva I., Kohn V. et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 064801. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.064801>

12. *Фоломешкин М.С., Кон В.Г., Серёгин А.Ю. и др.* // Кристаллография. 2023. Т. 68. № 1. С. 5. <https://doi.org/10.31857/S0023476123010071>
13. *Sorokovikov M.N., Zverev D.A., Barannikov A.A. et al.* // Nanobiotechnology Reports. 2023. V. 18. Suppl. 1. P. S210. <https://doi.org/10.1134/S2635167623601183>
14. *Фоломешкин М.С., Кон В.Г., Серёгин А.Ю. и др.* // Кристаллография. 2024. Т. 69. № 6. С. 919. <https://doi.org/10.31857/S0023476124060017>
15. *Кон В.Г.* // 2025. <https://kohnvict.ucoz.ru/jsp/1-crlpar.htm>
16. *Кон В.Г., Просеков П.А., Серегин А.Ю. и др.* // Кристаллография. 2019. Т. 64. № 1. С. 29. <https://doi.org/10.1134/S0023476119010144>

ACCURATE MEASUREMENT OF THE ROCKING CURVE OF A PLANAR COMPOUND REFRACTIVE LENS FOR SYNCHROTRON RADIATION FOCUSING

**М. С. Folomeshkin^{a,*}, В. Г. Kohn^a, А. Ю. Seregin^a, Yu. A. Volkovsky^a,
P. A. Prosekov^a, V. A. Yunkin^b, A. A. Snigirev^c, A. E. Blagov^a**

^a*National Research Centre “Kurchatov Institute”, 123182, Moscow, Russia*

^b*Institute of Microelectronics Technology and High-Purity Materials RAS, 142432, Chernogolovka, Russia*

^c*Immanuel Kant Baltic Federal University, 236016 Kaliningrad, Russia*

**E-mail: folmaxim@gmail.com*

Abstract. We present the results of the first measurement of the rocking curve of a nanofocusing compound refractive lens made of silicon, used for focusing synchrotron radiation (SR) at the “KISI-Kurchatov” source. The obtained curve is accurately approximated by a Gaussian function, and its width agrees with a previously developed analytical theory describing SR propagation in multi-element focusing systems. The results demonstrate the feasibility of using the rocking curve as an alignment characteristic of the experimental setup when working with silicon lenses at second-generation SR sources.