

Разработка и исследование рентгеновской преломляющей линзы на Курчатовском источнике СИ

К. Г. Потловский, А. Н. Артемьев, Н. А. Артемьев,
В. В. Квардаков, В. Г. Кон, С. С. Передков

Российский научный центр "Курчатовский Институт", 123182 Москва, Россия

Аннотация. – Разработана и испытана составная рентгеновская преломляющая линза, состоящая из 430 элементов, имеющих двояковогнутую сферическую форму и выполненных из пластика. Радиус кривизны поверхностей равен 4.736 мм, длина линзы равна 20.4 см. Средняя толщина материала в тонкой части элементов равна приблизительно 50 мкм. Линза исследовалась для энергии фотонов $E = 10$ кэВ. Геометрический диаметр линзы равен 2.96 мм, в то время как диаметр эффективной расчетной апертуры равен 0.65 мм и определяется поглощением, то есть в пределах этой апертуры отклонением сферического профиля от параболического можно пренебречь. Теоретическая оценка дифракционного разрешения равна 0.62 мкм. Фокусное расстояние F линзы равно 2.7 м. Линза исследовалась на излучении от поворотного магнита Курчатовского источника СИ. Получены полутонные изображения пучка СИ и численные профили этого изображения.

После первой публикации [1] в 1996 году об успешном использовании составной рентгеновской преломляющей линзы (СРПЛ) рентгеновская преломляющая оптика для диапазона жестких рентгеновских лучей (от одного до нескольких десятков кэВ) находится в стадии интенсивного развития. К настоящему времени испробованы несколько вариантов СРПЛ, в том числе, линзы в виде ряда отверстий в материале с малым поглощением [1]; линзы, состоящие из двух пилообразных профилей [2] для одномерной фокусировки; линзы с двумя рядами отверстий во взаимно перпендикулярных направлениях [3] и линзы с круглой апертурой для двумерной фокусировки. Последние изготавливаются как путем вдавливания пузырьков воздуха в капилляр, наполненный жидким клеем [4], так и в виде набора плоских элементов, имеющих сферический [5] или параболический [6] профили. Рентгеновские преломляющие линзы успешно используются как для получения изображений [7], так и в качестве коллиматора [8] для получения параллельных пучков.

В большинстве опубликованных работ линзы были использованы на станциях синхротронного излучения (СИ) третьего поколения, обладающих малыми размерами электронного облака. Это особенно относится к ондуляторам, излучение из которых имеет очень малую расходимость, поэтому даже линзы, обладающие малой апертурой, порядка ста микрон, оказываются достаточно эффективными. Именно на ондуляторном излучении были получены наиболее эффектные результаты с рентгеновскими линзами. В

настоящей работе мы представляем разработанную нами рентгеновскую преломляющую линзу, обладающую сравнительно большой апертурой, для использования на источнике СИ второго поколения. Отметим, что около 25 источников СИ в мире, включая Курчатовский источник СИ [9], являются источниками СИ второго поколения. На источниках СИ второго поколения, в основном используется излучение от поворотных магнитов или змеек, которое обладает существенно большей расходимостью по сравнению с ондуляторами. Именно поэтому так важно иметь рентгеновские линзы, обладающие относительно большой апертурой.

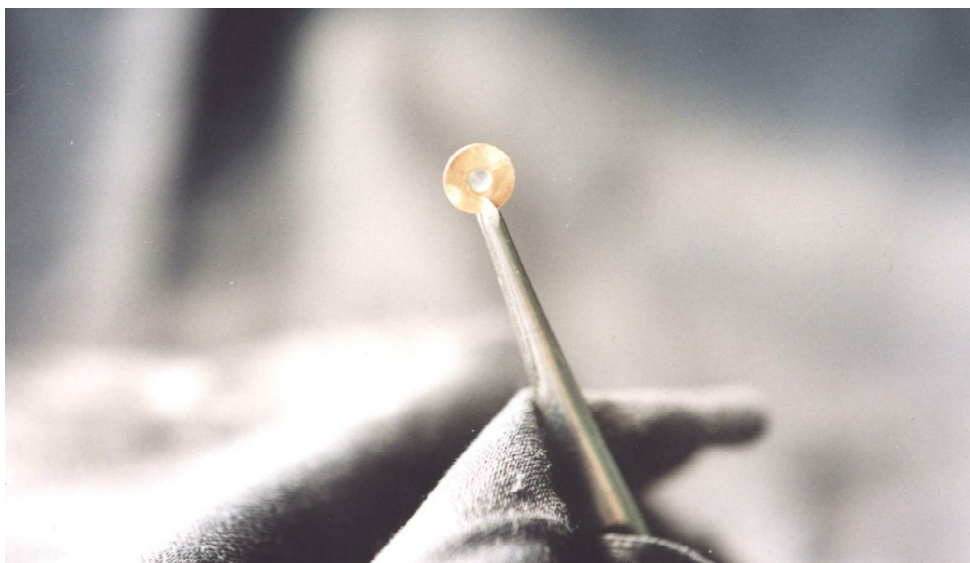


Рис. 1 Изображение отдельного элемента линзы.

На Рис. 1 представлено фото одного элемента разработанной нами линзы. Он представляет собой круглую металлическую шайбу диаметром 8.75 мм и толщиной 0.475 мм, в середине которой имеется отверстие диаметром 2.96 мм. В это отверстие двумя шариками с радиусом 4.763 мм впрессован пластик, в виде двояковогнутой линзы сферического профиля. При этом толщина тонкой части линзы составляет около 50 мкм. СРПЛ представляет собой массив из 430 таких одиночных линз. Число элементов определяется из требования иметь разумное фокусное расстояние 2.708 м для выбранной энергии 9.659 кэВ. Одиночные линзы располагаются на одном общем основании.

Расчет основных свойств составной преломляющей линзы можно провести с помощью формул, представленных в работах [1] и [3]. До тех пор пока для СРПЛ фокусное расстояние F намного превышает ее длину L можно использовать приближение тонкой линзы, то есть не учитывать искривление траектории лучей в самой линзе. При этом фокусное расстояние для одного двояковогнутого элемента СРПЛ определяется по формуле $F_1 = R/2\delta$, а фокусное расстояние для всей линзы, состоящей из N элементов, равно $F = F_1/N = R/(2\delta N)$, где R – радиус шарика – сферического пуансона, определяющего радиус кривизны поверхностей линзы. Определение параметра δ следует из представления комплексного показателя преломления материала линзы в виде

$n = 1 - \delta + i\beta$ [3]. Параметр β называется показателем поглощения и связан с коэффициентом поглощения μ простой формулой $\mu = 4\pi\beta/\lambda$, где λ – длина волны монохроматизированного синхротронного излучения, которая связана с энергией фотонов E соотношением $\lambda = 12.4/E$, где λ измеряется в ангстремах, а E в кэВ.

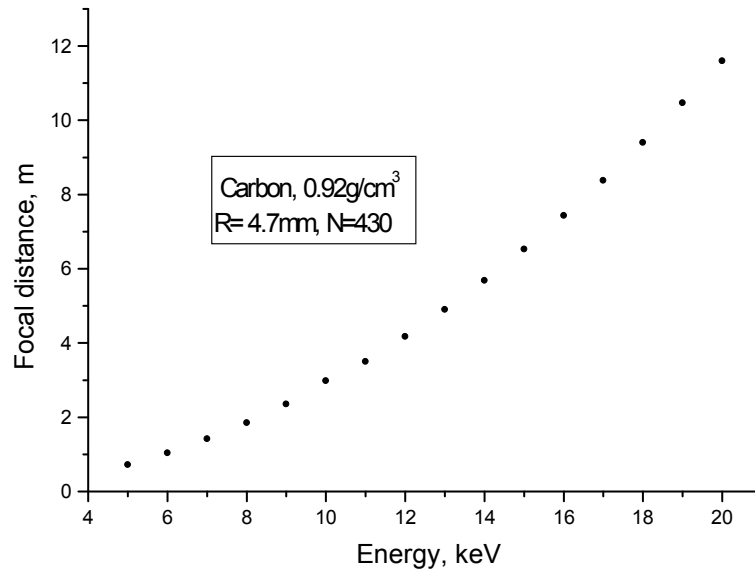


Рис. 2. Расчетная зависимость фокусного расстояния F линзы от энергии. Расчет проводился по формуле $F = R/2N\delta$ (подробности см. в тексте)

Рис. 2 показывает расчетную зависимость $F(E)$ фокусного расстояния СРПЛ от энергии фотонов. Для используемой энергии фотонов $E = 9.659$ кэВ имеем $F = 2.708$ м. Хотя такое фокусное расстояние еще велико для многих приложений, тем не менее, оно вполне приемлемо для изображения источника СИ. При этом для углерода с плотностью $\rho = 0.92$ г/см³ были получены следующие оценки для параметров преломления и поглощения $\delta = 2.045 \cdot 10^{-6}$, $\beta = 2.12 \cdot 10^{-9}$. Для расчета этих параметров нами разработана собственная компьютерная программа, в которой зависимость $\delta(E)$ рассчитывается с учетом рэлеевского рассеяния по формуле $\delta = \rho (Z/M) 4.151 \cdot 10^{-4}/E^2$. Здесь Z – атомный номер элемента, M – масса ядра атомов элемента в атомных единицах, ρ – плотность в г/см³, E – энергия в кэВ. Зависимость $\beta(E)$ рассчитывается с учетом, как фотоэлектрического поглощения, так и комптоновского рассеяния с использованием полиномиальной аппроксимации Lg-Lg, коэффициенты которой приведены в книге [10].

Рассмотрим другие важные свойства линзы. Согласно [1] для сферического профиля линзы (и без учета поглощения) диаметр эффективной круглой апертуры A_t , на которой можно пренебречь отклонением сферического профиля от параболического профиля определяется выражением

$$A_t = 2R \left(4 \frac{\lambda F}{R^2} \right)^{1/4} \quad (1)$$

В нашем случае расчет по этой формуле приводит к значению $A_t = 0.843$ мм. Эта эффективная апертура определяется таким диаметром на линзе, на котором фазовый сдвиг рентгеновской волны, обусловленный сферическим профилем линзы отличается на π от соответствующего сдвига для параболического профиля. Напомним, что параболический профиль является идеальным профилем линзы, для которого все лучи сходятся в точку. Для круглого же профиля фокусируются только лучи внутри эффективной апертуры.

Формула (1) определяет эффективную апертуру линзы только в том случае, когда поглощением можно пренебречь. Для идеального параболического профиля линзы его эффективная апертура определяется поглощением. Диаметр эффективной апертуры A_a вследствие поглощения, согласно [1], определяется выражением

$$A_a = 2R \left(\frac{2}{\mu RN} \right)^{1/2} = 2R \left(\frac{\lambda}{2\pi\beta RN} \right)^{1/2} \quad (2)$$

В нашем случае получаем согласно (2) $A_a = 0.653$ мм. Эта эффективная апертура определяется центральной частью линзы, которая поглощает рентгеновские лучи в разумных пределах. Если $A_a < A_t$, то даже СРПЛ с круглым профилем не имеет aberrаций и полностью эквивалентна линзе с параболическим профилем, а ее эффективная апертура определяется меньшим диаметром A_a . Таким образом, изготовленная нами СРПЛ может рассматриваться как идеальная параболическая линза, несмотря на использование шариков. Такой результат получается только для шариков достаточно большого радиуса. Очевидно, чтобы СРПЛ, изготовленная с помощью шариков, была эквивалентна параболической линзе необходимо выполнение условия

$$\alpha = \frac{A_t}{A_a} = \left(\frac{8\pi^2 \beta^2 RN}{\lambda \delta} \right)^{1/4} > 1 \quad (3)$$

При заданном материале линзы и длине волны излучения это условие всегда можно выполнить, увеличивая пропорционально радиус шариков R и число элементов N . Заметим, что фокусное расстояние СРПЛ при этом не меняется. В нашем случае указанное отношение равно $\alpha = 1.29$. Однако рассматриваемое условие весьма критично к увеличению энергии фотонов. Так при $E = 20$ кэВ имеем $\delta = 4.77 \cdot 10^{-7}$, $\beta = 1.6 \cdot 10^{-10}$ и для той же линзы $\alpha = 0.609$, то есть линзу уже нельзя считать параболической.

Таким образом, диаметр реальной апертуры нашей линзы для энергии фотонов $E = 9.659$ кэВ равен $A = 0.653$ мм. Это значение намного меньше диаметра геометрической апертуры (примерно 2.96 мм) но все же достаточно большое по сравнению с предполагаемыми размерами источника СИ. Реальная апертура линзы определяет дифракционный предел разрешения σ_f получаемых с ее помощью изображений, где σ_f – параметр распределения Гаусса яркости изображения точечного источника. Так для источника, расположенного на расстоянии r_s перед линзой, его изображение получается на расстоянии $r_f = F/(1 - F/r_s)$ за линзой (в соответствие с формулой линзы). Эксперимент проводился для $r_s = 19.5$ м, при этом $r_f = 3.14$ м. Согласно [1] в этом случае

$\sigma_f = \lambda r_f / A = 0.62$ мкм в нашем случае. Такое разрешение лежит за пределами возможностей многих позиционно-чувствительных детекторов.

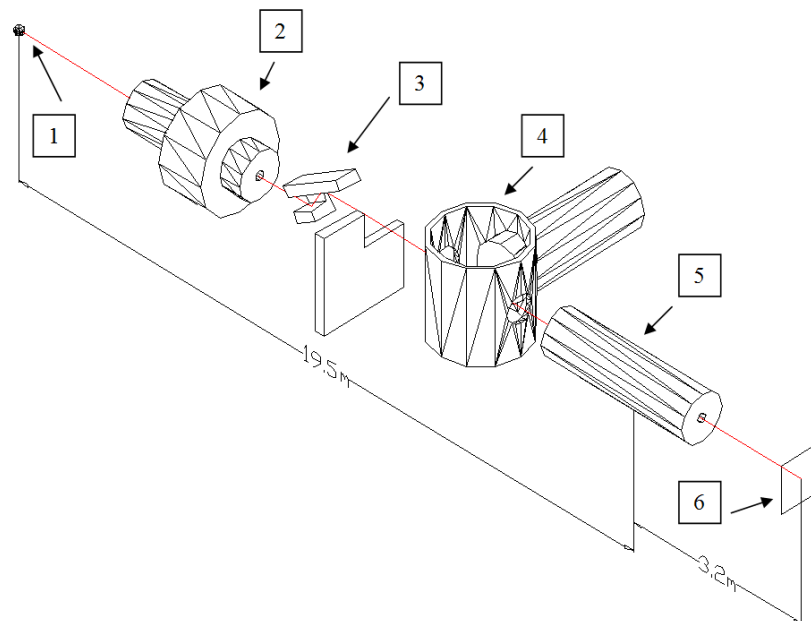


Рис.3 Схема эксперимента. 1 – электронное облако в накопителе, 2 – коллиматор, 3 - монохроматор, 4 – узел рассеивателя с детектором, 5 – линза, 6 – рентгеновская пленка.

Эксперимент проводился на излучении поворотного магнита Курчатовского источника СИ. На Рис. 3. приведена схема эксперимента. Параметры эксперимента, то есть расстояние от точки излучения до середины линзы $r_s = 19.5$ м и расстояние от середины линзы до плоскости изображения $r_f = 3.14$ м, удовлетворяют формуле линзы $F^{-1} = r_s^{-1} + r_f^{-1}$. Соответственно, изображение источника излучения должно получаться уменьшенным с коэффициентом $r_f/r_s = 0.161$. Время экспозиции пленок составляло около 300 мА·сек.

Известно, что поперечное сечение пучка электронов в накопителе представляет собой эллипс. Поэтому зарегистрированное изображение рентгеновского пучка в виде эллипса (Рис. 4) можно считать указанием на то, что составная рентгеновская рефракционная линза работает правильно. Тем не менее, данный результат носит лишь предварительный характер. Недостаток пучкового времени не позволил нам зарегистрировать изображение на разных расстояниях от линзы. Это очень важно, так как расчетное расстояние до изображения $r_f = 3.14$ м зависит от электронной плотности используемого материала. К сожалению, эта плотность известна нам недостаточно хорошо, и рассчитать расстояние от линзы до изображения с достаточной степенью точности не представляется возможным. Кроме того, как показано в недавних теоретических исследованиях [11], формула линзы должна быть скорректирована с учетом длины линзы следующим образом $(F + L/6)^{-1} = r_s^{-1} + r_f^{-1}$, где $L = 20.4$ см – физическая длина линзы, а расстояния отсчитываются от середины линзы.

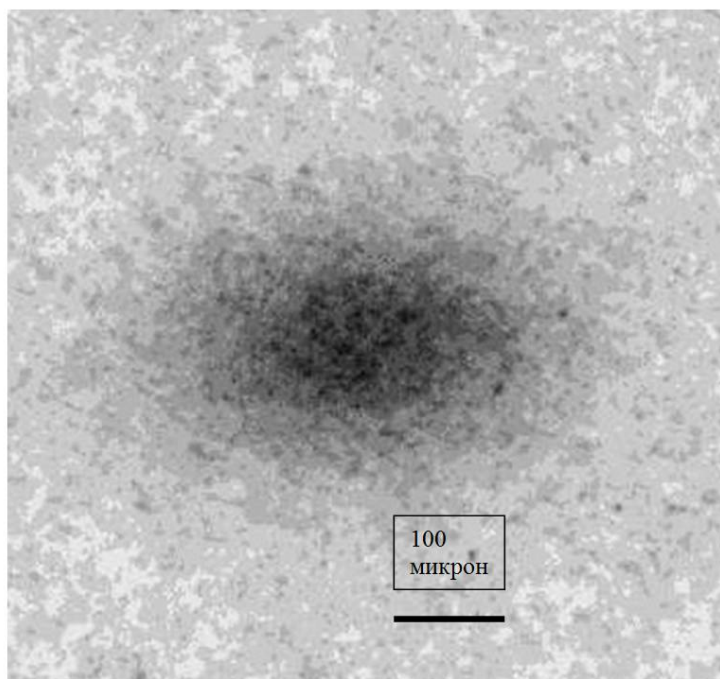


Рис. 4. Полутоновое изображение пучка излучения.

Очевидно, если мы регистрируем изображение на неправильном расстоянии, то разрешение линзы ухудшается, что может приводить к увеличению размера изображения. Таким образом, соотношение осей эллипса может быть искажено. Поэтому желательно определить точное расстояние r_f экспериментально. Изображение источника СИ на точном расстоянии r_f следует сравнить с расчетными размерами электронного пучка в накопителе, а также с размерами, измеренными другими методами. На сегодня измеренные нами в настоящей работе размеры пучка (Рис. 5) в несколько раз превышают расчетные размеры [12].

Причинами этого расхождения могут следующие: 1) вышеупомянутое неточное расстояние линза – плоскость изображения r_f , 2) отсутствие настройки накопителя на получение минимального размера пучка электронов, 3) расчетные размеры пучка электронов, приведенные в работе [12], относятся к накопителю ТНК (Зеленоград), и применимость этих расчетов к накопителю КЦСИ точно неизвестна. Отдельно отметим, что линза с большой длиной и малой апертурой имеет дополнительно свойства "длинного" коллиматора, то есть она не может обработать лучи вне определенного углового диапазона. Поэтому при изображении объектов, превышающих ее апертуру, она дает искажения, уменьшающие эффективно наибольший размер.

В заключение отметим, что преломляющая линза может быть использована для получения изображений микрообъектов весьма успешно и с достаточным разрешением. Что касается потери интенсивности в линзе, то в заметной степени они определяются толщиной материала в тонкой части элементов линзы, поглощение в которых фактически является паразитным. Поэтому ожидать существенного усиления яркости в точке фокуса СРПЛ не следует.

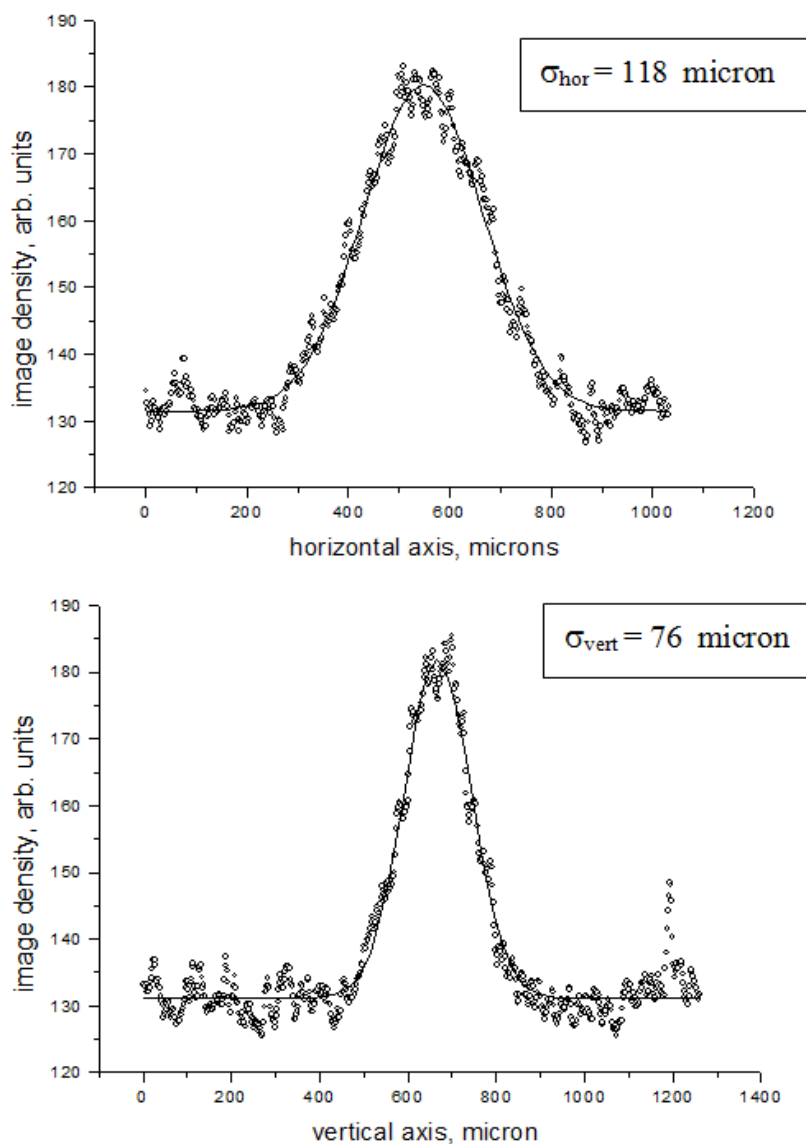


Рис. 5. Вертикальный и горизонтальный профили изображения. Соответствующие параметры Гаусса этих профилей равны $\sigma_{vert} = 76$ мкм, $\sigma_{hor} = 118$ мкм. Изображение пучка СИ представляет собой эллипс с отношением главных осей 1.55.

Кроме того, все описанные выше измерения необходимо провести на нескольких энергиях фотонов с тем, чтобы определить потери, связанные с шероховатостью поверхностей линзы, по сравнению с расчетом для линзы с идеально гладкими поверхностями.

Список литературы

1. Snigirev A., Kohn V., Snigireva I., et al. // Nature, 1996, V.384, N.6604, P.49
2. Cederstrom B., Cahn R., Danielsson M., et al. // Nature, 2000, V.404, P.951
3. Snigirev A., Kohn V., Snigireva I., et al. // Appl. Opt., 1998, V.37, N.4, P.653
4. Dudchik I.Yu., Kolchevskii N.N. // Nucl. Instr. Meth. A, 1999, V.421, P.361

5. Ohishi Y., Baron A.Q.R., Ishii M., et al. // Nucl. Instr. Meth. A, 2001, V.467-468, N.1-2, P.962
6. Schroer C.G., Lengeler B., Benner B., et al. // Proc. SPIE, 2001, V.4145, P.274.
7. Lengeler B., Schroer C., Tummler J., et al. // J. Synchr. Rad., 1999, V.6, P.1153.
8. Baron A.Q.R., Kohmura Y., Ohishi Y., et al. // Appl. Phys. Lett. 1999, V.74, N.10, P.1492.
- 9 Belyaev S.T., Stankevitch V.G., Artemiev A.N., Nucl. Instr. Meth. A, 2000, V.448, P.1.
10. Handbook of X-Ray Spectrometry, Methods and Techniques, edited by E. Van Grieken & Andrzej A. Marcowicz; Practical Spectroscopy Series, vol. 14 (Marcel Dekker, Inc., New York), 1993, 704 pg. .
11. Kohn V.G., Snigireva I., Snigirev A., // Поверхность, 2003, №.1, С.33-41
12. Валентинов А.Г., Корчуганов В.Н., Кулипанов Г.Н., и др., // Препринт ИЯФ СО АН №90-129, Новосибирск, 1990 г.

Development and investigation of x-ray refractive lens with Kurchatov SR source

K. G. Potlovsky, A. N. Artemiev, N. A. Artemiev,
V. V. Kvardakov, V. G. Kohn, C. C. Peredkov

Russian research centre "Kurchatov Institute", 123182 Moscow, Russia

Abstract. – The x-ray compound refractive lens is developed and tested. The lens consists of 430 chips, having bi-concave spherical shape and made of plastics. The curvature radius of surfaces is equal to 4.736 mm; the lens length is 20.4 cm. The mean thickness of matter in the thin part of chips is approximately equal to 50 μ . The lens is investigated for the photon energy $E = 10$ keV. The geometrical lens diameter is 2.96 mm, while the calculated effective aperture diameter is equal to 0.65 mm and is determined by absorption. Therefore within such aperture the difference between the spherical and parabolic profiles is negligible. The theoretical estimation of the diffraction resolution is 0.62 μ . The lens focal length F is equal to 2.7 m. The lens was investigated with the radiation of the bending magnet of the Kurchatov SR source. The gray-level images of the SR beam and their numerical profiles are obtained.