

УДК 548.73

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕНТГЕНООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ ДВУХ ЗОННЫХ ПЛАСТИНОК

© 2006 г. А. В. Куюмчян¹, В. Г. Кон², И. И. Снигирева³, А. А. Снигирев³, А. А. Исоян¹,
С. М. Кузнецов¹, В. В. Аристов¹, Е. В. Шулаков¹

¹ИПМТ РАН, Черноголовка, Московская область, Россия

²РНЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

³ESRF, BP-220, F-38043, Grenoble, France

Поступила в редакцию 16.06.2005 г.

Представлены результаты исследования фокусирующих и изображающих свойств двухлинзовой системы для жесткого рентгеновского излучения, элементами которой являются френелевские зонные пластинки (ЗП) из кремния. Впервые продемонстрирован эффект фокусировки двумя кристаллическими ЗП, установленными на значительном расстоянии друг от друга. Экспериментально и теоретически исследованы особенности перераспределения интенсивности в фокальной плоскости при сканировании второй ЗП перпендикулярно оптической оси системы. Исследовано распределение интенсивности вдоль оптической оси для двухлинзовых систем, элементами которой являются кристаллические ЗП. Экспериментально осуществлена передача изображения с помощью двухлинзовой системы на основе ЗП. Измерения выполнены в Европейском центре синхротронного излучения (ESRF) на станции BM-5 при энергии излучения 9.4 кэВ. Разработана компьютерная программа для теоретического моделирования рентгенооптических свойств двухлинзовых систем на основе ЗП. Расчет основан на переносе излучения с помощью пропагатора Кирхгофа в параксиальном приближении и методе быстрого преобразования Фурье.

ВВЕДЕНИЕ

Важную роль в дальнейшем развитии рентгеновской оптики играет создание высокоэффективной и одновременно высокоразрешающей линзы. Изготовление такой линзы для жесткого рентгеновского излучения до сих пор остается проблемой. Достичь высокого разрешения можно с помощью френелевской зонной пластинки (ЗП), но эффективность таких линз, как правило, невелика [1–4]. При использовании синхротронного излучения уже нескольких процентов эффективности ЗП достаточно для успешного проведения исследования, в частности, для передачи изображения. Так в работе [1] авторы использовали ЗП из тантала с толщиной зон 200 нм и с шириной крайней зоны 50 нм. Разрешение этой ЗП равно 200 нм, а эффективность всего 1.5%. Тем не менее, этого оказалось достаточно для передачи изображения. В работе [2] с помощью многоразовой электронно-лучевой литографии была изготовлена многоступенчатая ЗП и была достигнута эффективность ~70%. Однако разрешающая способность такой ЗП значительно снизилась. Причиной снижения является дифракция на ступеньках сложного профиля ЗП. В работе [3] с помощью глубокой рентгеновской литографии изготовлена ЗП из золота с толщиной зон 3.5 мкм и с шириной крайней зоны 50 нм. Как отмечают авторы, структура зон с шириной меньше 200 нм случайным обра-

зом отклоняется от правильной формы. Кроме того, поглощение рентгеновского излучения на слое золота толщиной 3.5 мкм для энергии 8 кэВ не является малым (коэффициент пропускания равен ~30%), и получить фокусировку с максимальной теоретической эффективностью 40.5% принципиально невозможно. В работе [4] получена эффективность 10% для энергии 0.39 кэВ с помощью ЗП из никеля с апертурой 120 мкм и шириной внешних зон 30 нм. В работе [5] с целью повышения эффективности использованы две ЗП из золота, установленные на близком расстоянии и была достигнута эффективность 19%.

Отметим, что низкоэффективные ЗП можно использовать только на источниках синхротронного излучения, в то время как для лабораторных источников нужна эффективность на уровне нескольких десятков процентов. В работах [6, 7] впервые была изготовлена ЗП для осевой геометрии из монокристалла кремния с эффективностью 39% методом электронно-лучевой литографии и ионно-плазменного травления. Экспериментально методом ножевого скана на станции BL29XU источника синхротронного излучения SPring-8 (Япония) было измерено разрешение этой ЗП, которое хорошо соответствовало теоретическому значению $\delta = 1.22\Delta r$. В работе [8] кристаллическая ЗП использована для передачи изображения от фазового микрообъекта. В качестве такого объекта использовались буквы, выступа-

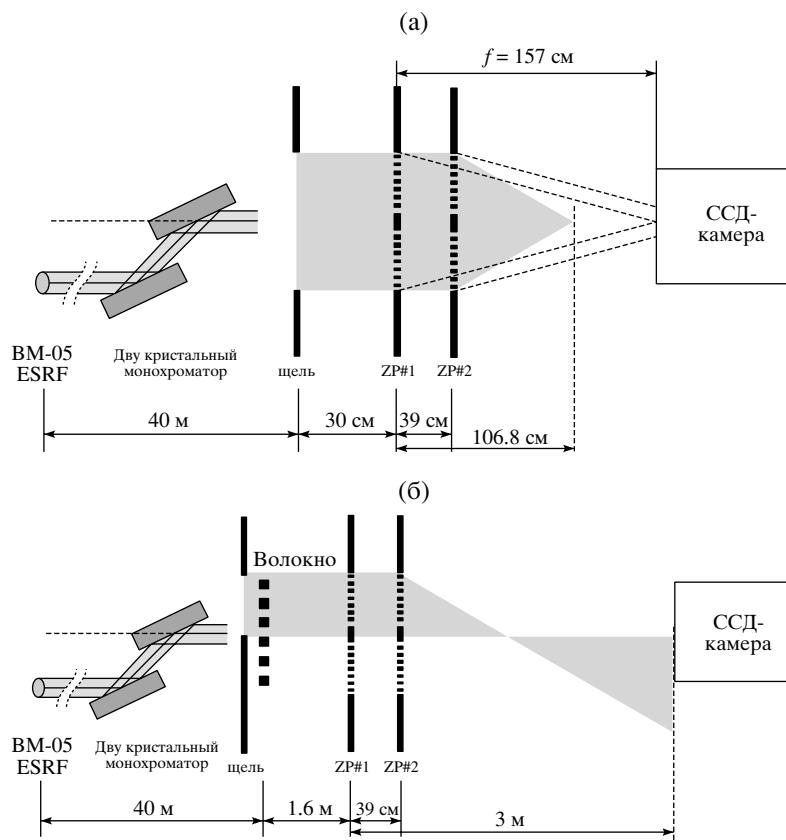


Рис. 1. Схемы эксперимента: исследование рентгенооптических свойств (а); передача изображения микрообъекта (б).

ющие на гладкой поверхности кристалла кремния.

Для создания рентгенооптических приборов с новыми свойствами важное значение имеет развитие многолинзовых оптических систем. В настоящей работе представлены экспериментальные и теоретические результаты исследования фокусирующих и изображающих свойств двухлинзовой системы для жесткого рентгеновского излучения на основе двух кристаллических ЗП из кремния.

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальные исследования с двумя зонными пластинками были выполнены на источнике синхротронного излучения ESRF (Гренобль, Франция) на станции BM 5 (пучок от поворотного магнита).

Рассматривались две разные экспериментальные схемы. Первая схема использовалась для исследования фокусирующих свойств на основе двух ЗП из кремния при энергии рентгеновского излучения 9.4 кэВ (рис. 1а). Вторая схема использовалась для передачи изображения оптического

файбера при энергии рентгеновского излучения 9.4 кэВ (рис. 1б). В обоих случаях пучок синхротронного излучения от источника с вертикальным размером 80 мкм монохроматизировался с помощью двухкристального монохроматора Si (111). Суммарное расстояние от источника до первичной щели равно 40 м. Размер щели 350×350 мкм. Обозначим первую зонную пластинку ZP#1, а вторую – ZP#2. В первом случае пучок после щели перпендикулярно падает на зонную пластинку ZP#1. Расстояния от щели до ZP#1 равно 30 см. Вторая зонная пластинка ZP#2 установлена на расстоянии 39 см от ZP#1. Зонные пластинки юстируются по оптической оси с точностью 100 нм. Использованы две одинаковые ЗП из монокристалла Si со следующими параметрами: радиус первой зоны 14.38 мкм, число зон 324, размер последней зоны 0.4 мкм, апертура 518 мкм, фокусное расстояние 157 см, высота рельефа 6 мкм, толщина мембранны 2 мкм. Коэффициент пропускания мембранны для энергии 9.4 кэВ составляет 93%. Средний коэффициент пропускания поверхности рельефа 91%. Растровое электронномикроскопическое (РЭМ) и схематическое изображения ЗП показано на рис. 2. Распределение интенсивности регистрировалось с помощью камеры FReLoN, представляющей собой специали-

зированный ПЗС-матричный детектор. Пространственное разрешение FReLoN-камеры составляет 1 мкм. В процессе измерений расстояние до детектора изменялось с малым шагом.

Распределение интегральной интенсивности излучения после ZP#2 в диапазоне расстояний от 73 до 115 см между первой ЗП и детектором показано на рис. 3а. Видно, что эта система обладает тремя наиболее эффективными фокусами, которые формируются следующим образом. Первый фокус регистрируется на расстоянии 77 см и формируется первым порядком ZP#1 и третьим порядком ZP#2 (обозначим это как 1 + 3). Второй фокус регистрируется на расстоянии 93 см и формируется нулевым порядком ZP#1 и третьим порядком ZP#2 (0 + 3). Третий фокус регистрируется на расстоянии 107.5 см и формируется первым порядком ZP#1 и первым порядком ZP#2 (1 + 1).

Особенности перераспределения интенсивности в фокальной плоскости 1 + 1 при смещении второй ЗП перпендикулярно оптической оси показаны на рис. 3б. В этом случае FReLoN камера неподвижна и меняется лишь положение центра второй ЗП относительно оптической оси. На показанных изображениях (рис. 3в, 3г) смещение составляло 10 и 100 мкм соответственно. На рис. 3 видно, что при малом смещении второй ЗП возникает муаровая картина, что позволяет юстировать ZP#1 и ZP#2 относительно оптической оси с точностью до 100 нм. Зависимость распределения интенсивности фокуса от смещения второй ЗП перпендикулярно оптической оси имеет немонотонный характер, как показано на рис. 3б. Результаты эксперимента показали, что максимум интенсивности в фокусе (1 + 1) соответствует смещению второй ЗП на несколько микрон перпендикулярно оптической оси.

Экспериментально, методом ножевого скана, измерены размеры фокусов всех трех расстояний фокусировки системой из двух ЗП, а именно, для (1 + 1) размер фокуса равен 2 мкм; для (0 + 3) размер фокуса равен 0.7 мкм; для (1 + 3) размер фокуса равен 1.1 мкм. Следует отметить, что эти размеры существенно зависят от размера источника, который также влияет и на значение эффективности.

Во второй экспериментальной схеме пучок после щели падает на тестовый образец, состоящий из двух оптических файберов диаметром 40 мкм, установленных перпендикулярно друг другу. Изображение передается с увеличением в два раза. Результаты эксперимента показали (рис. 3д), что в плоскости изображения объекта системой из двух ЗП изображение файберов дважды повторяется.

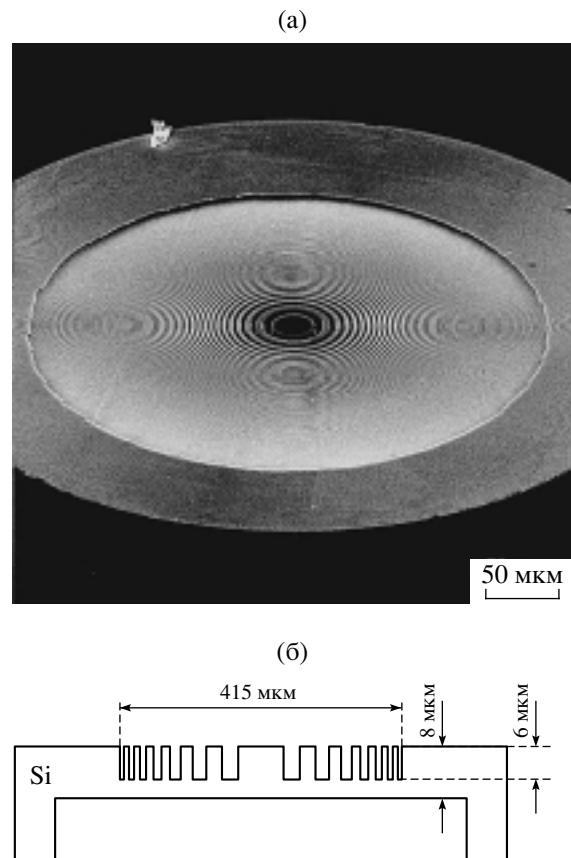


Рис. 2. РЭМ-изображение зонных пластинок Френеля, изготовленных из кремния (а), и схема зон (б).

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Как известно [9], существует аналитическая теория структуры фокусного пятна в плоскости фокусировки одной зонной пластинкой как с круглыми зонами для двумерной фокусировки, так и с линейными зонами для одномерной фокусировки. Что касается системы из двух круглых зонных пластинок, расположенных на значительном расстоянии друг от друга, то аналитические расчеты отсутствуют и, по-видимому, получить их невозможно. Тем не менее, можно предположить, что, по крайней мере, фокусные расстояния для системы из двух зонных пластинок должны быть такими же, как для системы из двух тонких параболических преломляющих линз. Для получения формулы, аналогичной формуле линзы, для системы из двух ЗП мы рассмотрели траекторию лучей от точечного источника через две линзы до оптической оси.

Обозначим расстояние от источника до первой линзы как r_0 , расстояние от первой до второй линзы как L и расстояние от второй линзы до плоскости изображения как r_i . Пусть длина фокуса, т.е. расстояние фокусировки параллельного пучка,

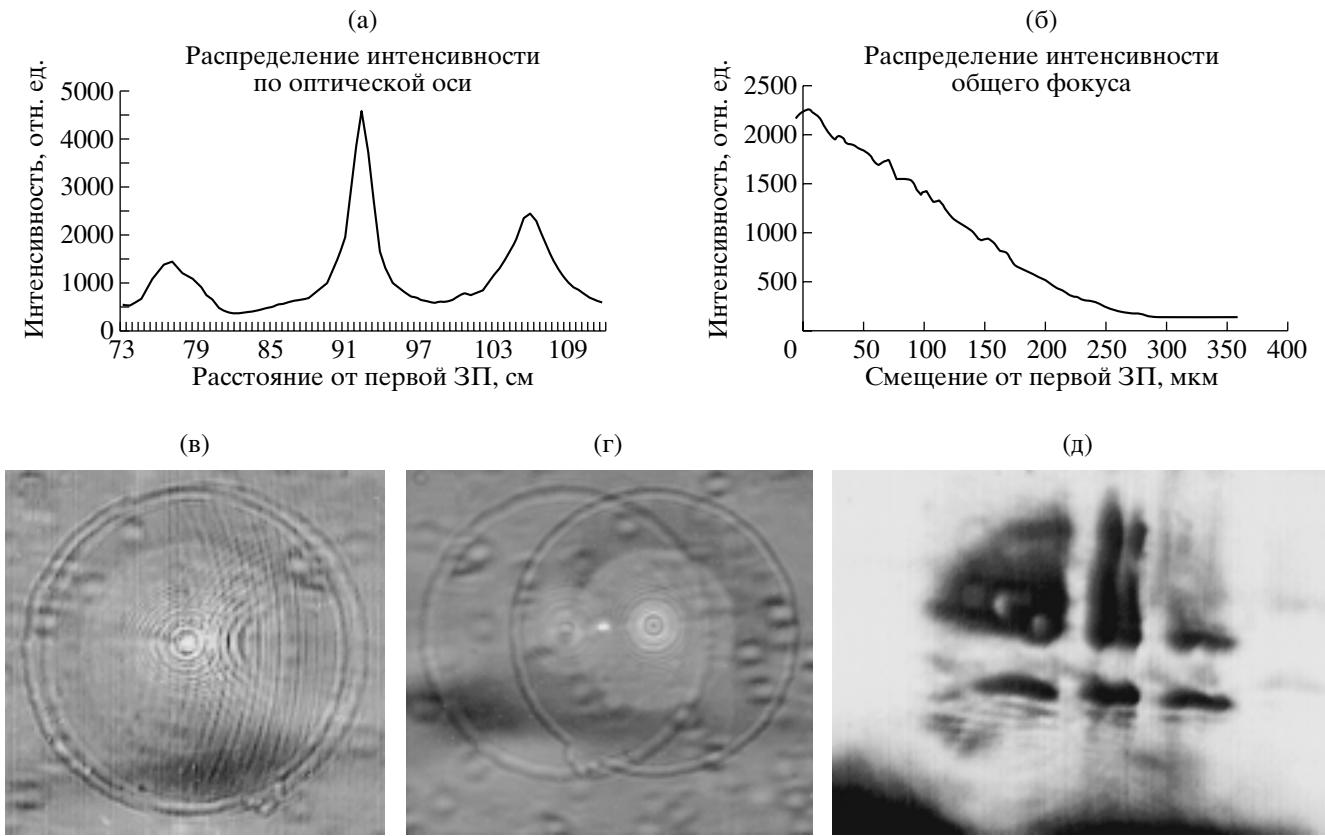


Рис. 3. Распределение интегральной интенсивности вдоль оптической оси (а), изменение интенсивности при поперечном смещении второй ЗП от первой ЗП (б), муаровая картина при смещении 10 мкм (в), муаровая картина при смещении 100 мкм (г), изображение объекта системой из двух ЗП (д).

для первой линзы будет F_1 , а для второй линзы – F_2 . В результате нами была получена формула, которую можно записать в следующем симметричном виде:

$$A_1 + A_2 - LA_1A_2 = 0, \quad A_1 = \frac{1}{F_1} - \frac{1}{r_0}, \quad A_2 = \frac{1}{F_2} - \frac{1}{r_i}. \quad (1)$$

Легко заметить, что формула удовлетворяет принципу взаимности, так как при замене источника на детектор, первой линзы на вторую и обратно формула сохраняет свой вид. Для наших целей полезно записать эту формулу в явном виде относительно расстояния r_i , а именно:

$$r_i = F_2 \frac{1 - LA_1}{1 + (F_2 - L)A_1}, \quad A_1 = \frac{1}{F_1} - \frac{1}{r_0}. \quad (2)$$

Для зонных пластинок, использованных в эксперименте, имеем $F_1 = F_2 = \rho_1^2 / \lambda n = 1.57/n$ м, где $\rho_1 = 14.38$ мкм – радиус первой зоны Френеля, $\lambda = 0.132$ нм – длина волны излучения и n – порядок фокусировки. Применяя формулу (2) для $r_0 = 40.3$ м, $L = 0.39$ м и разных порядков фокусировки, получаем, что r_i равно 0.368 м (1 + 3), 0.529 м (0 + 3) и 0.693 м (1 + 1). Это довольно хорошо соответствует

значениям 0.38 м, 0.54 м и 0.685 м, полученным экспериментально. Таким образом, показано, что для достаточно большого расстояния между зонными пластинками их фокусирующие свойства близки к таковым для преломляющих линз с такими же параметрами. Тем не менее, небольшие отличия все же имеют место. С другой стороны, очевидно, что при малом расстоянии между зонными пластинками, а в пределе – при нулевом расстоянии, они должны работать как одна зонная пластина с удвоенной высотой рельефа и не соответствовать преломляющим линзам. Поэтому должна существовать нижняя граница расстояния между зонными пластинками для справедливости формулы (2). Этот интересный вопрос будет изучен в дальнейшей работе.

Для компьютерного моделирования распределения интенсивности в плоскости, перпендикулярной оптической оси, при фокусировке излучения от точечного источника системой из двух зонных пластинок нами была разработана программа, позволяющая переносить поперечное распределение амплитуды волнового поля через пустое пространство, используя свертку известного распределения волнового поля с пропагатором Кирхго-

фа в параксиальном приближении. Расчет удобно проводить методом двойного преобразования Фурье, используя алгоритм быстрого преобразования Фурье, поскольку фурье-образ пропагатора Кирхгофа имеет простой вид. Последовательно проводя расчет для первой, а затем для второй линзы, получаем распределение интенсивности на любом расстоянии после второй линзы.

На рис. 4 показаны рассчитанные распределения интенсивности волн в поперечной плоскости на расстояниях, равных указанным выше расстояниям, для точечного источника.

Из-за невозможности использовать достаточно мелкую сетку точек расчет проводился для зонных пластинок, имеющих 40 зон. В расчете использовалась сетка точек 1024×1024 с шагом 0.25 мкм. На рисунке показана лишь центральная часть поперечного сечения размером 32×32 мкм. Интенсивность показана относительно ее значения в том же месте в случае без зонных пластинок. Как видно из расчетов наибольший выигрыш в интенсивности достигается для фокусировки $1 + 1$, что вполне объяснимо. В эксперименте однако интегральная интенсивность для этого случая получилась меньше, чем в случае $0 + 3$ (рис. 3а).

Интересно сравнить максимальное значение интенсивности, получаемое для двух линз с ее значением для одной линзы. Как следует из теории, для одной круглой линзы максимальная относительная интенсивность в первом порядке фокусировки равна $16N^2\sin^2(\phi/2) = 3200$ при $N = 20$, $\phi = 1.58$, если пренебречь слабым поглощением. В то же время для двух линз в фокусе $(1 + 1)$ максимум интенсивности равен 1640, т.е. в два раза меньше. В фокусах $(0 + 3)$ и $(1 + 3)$ имеем соответственно 940 и 350. Однако преимуществом двухлинзовой системы является возможность сократить фокусное расстояние с 1.57 до 1.08 м если отсчитывать расстояние от первой линзы.

Расчет распределения интенсивности при малом поперечном сдвиге второй линзы относительно оптической оси в целом дает те же результаты, что и эксперимент. Как следует из геометрической оптики для преломляющих линз, при поперечном сдвиге второй линзы на расстояние s точка фокуса сдвигается на расстояние $d = sr_1/F_2$. В нашем случае для фокусировки $(1 + 1)$ имеем формулу $s = 0.44d$. При этом ширина и высота пика интенсивности в фокусе не меняются. Для двух зонных пластинок ситуация оказывается несколько более сложной. При малом сдвиге второй зонной пластинки относительно оптической оси фокус сдвигается на расстояние, соответствующее указанной выше формуле, но высота пика интенсивности в фокусе осциллирует с десятипроцентной амплитудой и в максимумах на 10%

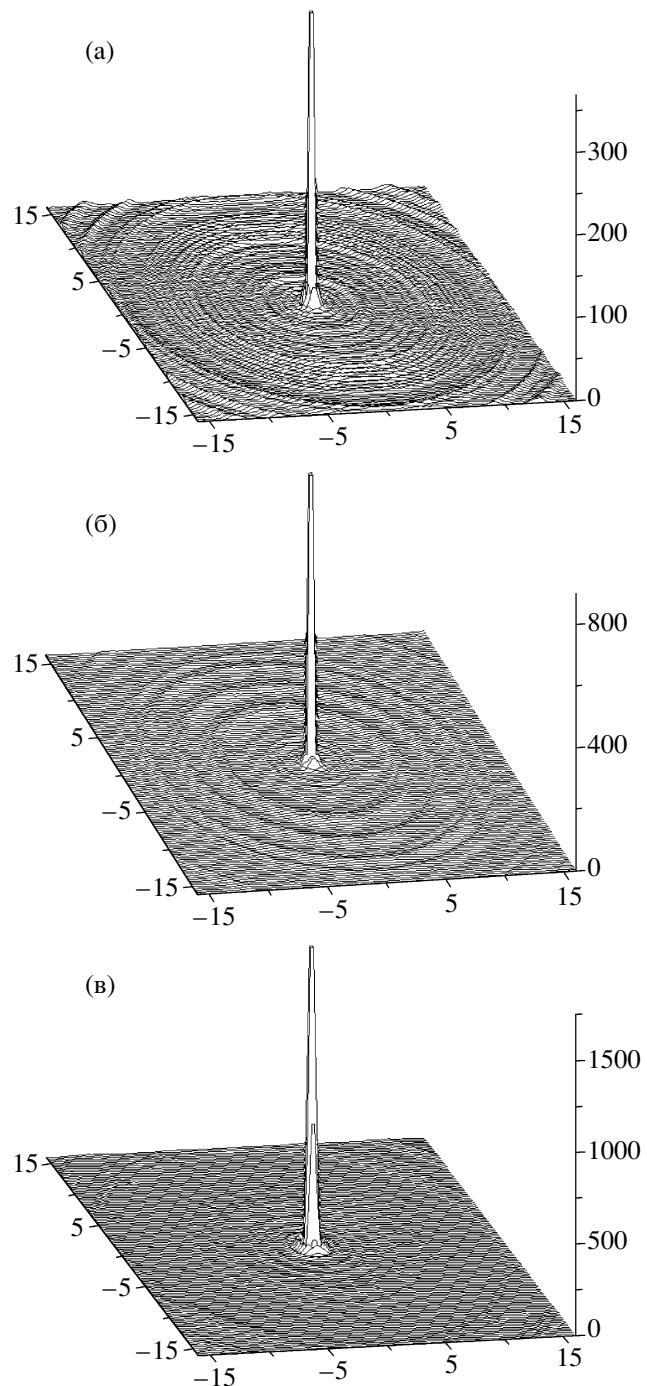


Рис. 4. Теоретические распределения интенсивности волны сфокусированной двумя зонными пластинками в случае точечного источника: фокусировка $0 + 3$ (б); фокусировка $1 + 1$ (в). Поперечные расстояния измеряются в микронах, интенсивность относится к значению без зонных пластинок.

превышает значение для случая несмещенной второй ЗП.

На рис. 5а показана зависимость пиковой интенсивности от смещения второй зонной пласти-

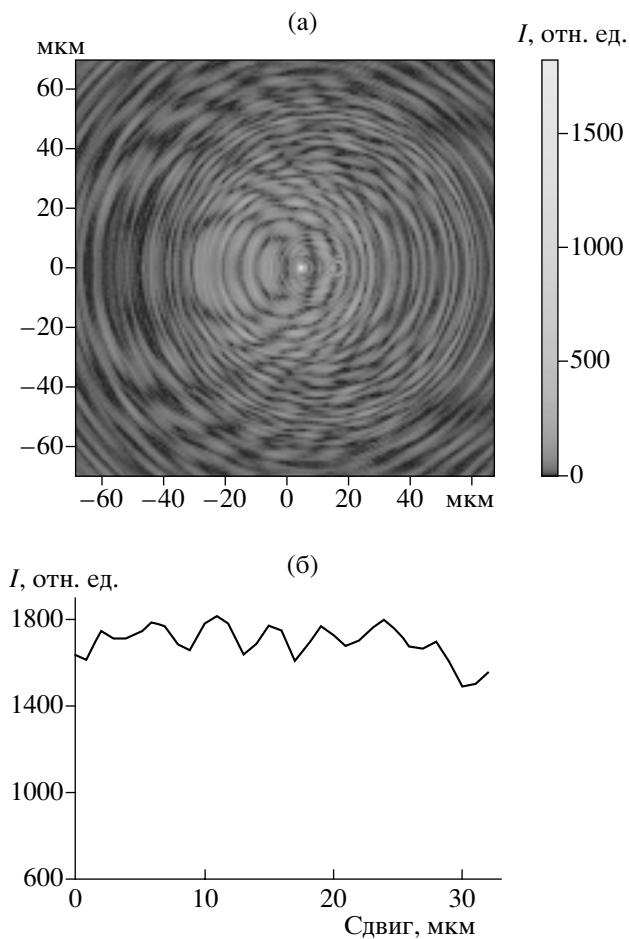


Рис. 5. Теоретическая муаровая картина в плоскости фокуса при смещении второй линзы на 11 мкм, попечерные расстояния измеряются в микронах, интенсивность относится к значению без зонных пластинок и показана справа в логарифмическом шкале почернения (а); зависимость максимума относительной интенсивности от смещения (б).

ки, рассчитанная с шагом 1 мкм. При этом положение точки фокуса все время смещается, а в области около фокуса возникает характерная муаровая картина при средней интенсивности меньше фоновой. Интересно, что пиковая интенсивность в достаточно широкой области смещений не только не уменьшается, а даже в среднем слегка возрастает. Одновременно она осциллирует с довольно мелким шагом. Этот эффект требует более детального изучения, выходящего за рамки этой статьи.

На рис. 5б показан характерный пример муаровой картины при смещении второй линзы на 11 мкм, т.е. в точке с максимальной пиковой интенсивностью. Интенсивность показана в логарифмической шкале таким образом, что почернение g зависит от интенсивности f по закону $g = 1 - \lg(f/f_{\min})/\lg(f_{\max}/f_{\min})$ при условии, что значение находится в интервале (0,1). При этом значение

f_{\min} можно слегка варьировать, выбирая значение, большее реальной минимальной интенсивности, что особенно важно, если последняя равна нулю. С другой стороны, можно уменьшать максимальное значение f_{\max} . Правая шкала показывает реальное соответствие почернения и интенсивности. Как можно заметить на рисунке, при смещении зонной пластиинки кроме истинного фокуса справа появляется мнимый фокус, гораздо менее интенсивный, и вокруг него начинает формироваться система колец. При больших смещениях дополнительно возникает и левый мнимый фокус со своей системой колец. Хотя интенсивность в этих фокусах значительно меньше основного фокуса, их появление является новым эффектом, не описанным в теории ранее. Этот эффект четко наблюдается экспериментально (рис. 3г) и может быть использован не только для юстировки зонных пластиинок, но и для изучения их качества.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально и теоретически показано, что система из двух зонных пластиинок, расположенных на достаточно большом расстоянии между ними, может фокусировать пучок синхротронного излучения аналогично системе из двух преломляющих линз. При этом выполняются как формула двух линз на фокусное расстояние, так и формула на смещение фокуса. С другой стороны, при малом расстоянии система из двух зонных пластиинок, очевидно, не эквивалентна системе из двух преломляющих линз. Проведенное исследование позволяет сделать вывод, что, используя систему из двух зонных пластиинок, можно уменьшить фокусное расстояние, что может оказаться важным для многих приложений. Полученные результаты также показывают, что изучение системы из двух зонных пластиинок должно быть продолжено, так как здесь возникают новые особенности, отсутствующие в системе из двух преломляющих линз.

Работа поддержана грантами Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 03-02-17267, 04-02-17365). В. Кон благодарит за поддержку РФФИ (гранты 03-02-16971, 04-02-17363, 05-02-16702).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kagoshima Y., Takai K., Ibuki T. et al. // Proc. Sixth Intern. Conf. "X-Ray Microscopy" / Eds Meyer-Ilse W., Warwick T., Attwood D. N. Y.: Amer. Inst. Phys., 2000. P. 668.
2. Di Fabrizio E., Romanato F., Gentili M. et al. // Nature. 1999. V. 401. P. 895.
3. Divan R., Mancini D.C., Moldovan N. et al. // Proc. SPIE. 2002. V. 4783. P. 82.

4. *Tennant D., Spectov S., Stein A., Jacobsen C.* // Proc. Sixth Intern. Conf. "X-Ray Microscopy" / Eds Meyer-Ilse W., Warwick T., Attwood D. N. Y.: Amer. Inst. Phys., 2000. P. 567.
5. *Maser, Lai B., Yun W. et al.* // Proc. SPIE. 2002. V. 4783. P. 74.
6. *Trouni K., Kuyumchyan A., Aristov V., Srakisan E.* // United States Patent and Trademark Office. High efficiency Frenzel zone plates for hard X-ray focusing. Application Number 60/349.751, Confirmation Number 2853, 05.10.2002.
7. *Kuyumchyan A., Isoyan A., Shulakov E. et al.* // Proc. SPIE. 2002. V. 4783. P. 92.
8. *Аристов В.В., Куюмчян А.В., Суворов А.Ю. и др.* // Микросистемная техника. 2004. Т. 11. С. 26.
9. *Michette A.G.* // Optical System for Soft X-Rays. N. Y.: Plenum Press, 1986. P. 384.

Study of Optical Properties of X-Ray System Based on Two-Zone Plates

**A. V. Kuyumchyan, V. G. Kohn, I. I. Snigireva, A. A. Snigirev, A. A. Isoyan,
S. Kuznetsov, V. V. Aristov, E. B. Shulakov**

The results of study of focusing and imaging properties of double-lens system for hard X-ray radiation consisting of two Fresnel zone plates (ZP) made in silicon are presented. It is demonstrated, for the first time, the phenomenon of X-ray focusing by two crystal ZP located at significant distance from each other. By both theoretically and experimentally the peculiarities of intensity distribution at the focal plane during a scan by second ZP normally to the optical axis of the system. The intensity distribution along the optical axis for double-lens system with crystal ZP is obtained. Experimentally a registration of the focused image of the object by means of double-lens system based on ZP is realized. Measurements are performed on the beam line BM-5 of the European Synchrotron Radiation Facility at the X-ray energy 9.4 keV. We elaborate a computer program for theoretical simulation of the optical properties of X-ray double-lens system based on ZPs. A calculation is made by convolution of transmission function and Kirchhoff propagator in paraxial approximation by means of fast Fourier transformation.