

PACS numbers: 07.85.Qe, 07.85.Tt, 41.50.+h, 61.05.cp, 68.37.Yz, 81.70.-q, 87.59.-e

## Способы фокусировки рентгеновского излучения

В. Е. Сторишко, М. В. Ильяшенко, В. Б. Молодкин\*, А. Ю. Гаевский\*,  
В. Л. Денисенко, О. И. Денисенко, С. А. Вершинский

*Институт прикладной физики НАН Украины,  
ул. Петропавловская, 58,  
40030 Сумы, Украина*

*\*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,  
бульв. Акад. Вернадского, 36,  
03680, ГСП, Киев-142, Украина*

Рассмотрены физические основы фокусировки рентгеновского излучения и технологические требования к рентгенооптическим системам. Систематизированы данные о различных способах фокусировки и анализа рентгеновского излучения, их применение, параметры существующих и перспективных установок. Проанализированы достоинства и недостатки существующих методик.

Physical grounds of X-ray focusing and technological requirements for X-ray optics system' are considered. Data on various focusing methods and analyzing X-ray radiation, their using, available and prospective parameters of facilities are systematized. Advantages and disadvantages of available methods are analyzed.

Розглянуто фізичні основи фокусування Рентгенового випромінення та технологічні вимоги до рентгенооптичних систем. Систематизовано дані про різні способи фокусування та аналізу Рентгенового випромінення, їх застосування, параметри існуючих і перспективних пристроїв. Проаналізовано переваги та недоліки існуючих методик.

**Ключевые слова:** рентгеновское излучение, рентгенооптическая система.

*(Получено 16 октября 2009 г.)*

## ВВЕДЕНИЕ

Рентгеновское излучение несёт важную информацию об окружаю-

щем мире. Это и рентгеновская (и гамма-) астрономия, и диагностика плазмы, исследование биологических объектов, изучение структуры твёрдого тела и т.д. Кроме того, рентгеновское излучение применяют для влияния (стимулирующего или угнетающего) на биологические ткани, активирования физико-химических реакций, рентгеновской литографии и в др. областях.

Поэтому создание и совершенствование методов и устройств рентгеновской оптики помогло бы решить множество фундаментальных и прикладных задач. Но долгое время эта проблема была неразрешима из-за возникающих трудностей, т.к. использование рентгеновской оптики не сводится к простому масштабированию по соотношению длин волн устройств оптического диапазона, а связано с преодолением новых трудностей, вытекающих из фундаментальных физических законов.

Тем не менее, к настоящему времени достигнут существенный прогресс в этой области.

## 1. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ

Рентгеновское излучение представляет собой электромагнитное излучение с длинами волн в диапазоне примерно от 0,01 до 150 нм. Взаимодействие рентгеновского излучения с электронами атома в веществе описывается комплексной диэлектрической постоянной:

$$\bar{\epsilon} = 1 - 2\delta + 2i\beta, \quad (1)$$

которая даёт комплексный коэффициент преломления [1]:

$$\bar{n} = \sqrt{\bar{\epsilon}} \approx 1 - \delta + i\beta = 1 - \frac{N_a r_e \lambda^2}{2\pi} (f_1 + if_2), \quad (2)$$

где  $N_a$  — плотность атомов,  $r_e$  — классический радиус электрона и  $\lambda$  — длина волны. Зависимость декремента  $\delta$  и показателя поглощения  $\beta$  от атомного номера содержится в атомном факторе рассеяния  $f_1 + if_2$ , который является комплексной величиной.

Так как коэффициент преломления меньше единицы, рентгеновское излучение, падающее на вещество, полностью отражается, если угол скольжения  $\theta$  меньше критического угла

$$\theta_c = \sqrt{2\delta}, \quad (3)$$

который получен из закона Снеллиуса.

Обычные зеркала малоприменимы для рентгеновского излучения. Так при падении, близком к нормальному, соотношение интенсивностей отразившегося излучения к падающему:

$$I/I_0 = (\delta^2 + \beta^2)/4. \quad (4)$$

Ввиду малости  $\delta$  и  $\beta$  отражение крайне незначительно. Положение меняется при углах падения, близких к  $90^\circ$  (случай скользящего падения). Поскольку рентгеновские лучи падают из среды с большим показателем преломления (вакуум) на среду с меньшим показателем преломления (любое вещество, для которого  $n < 1$ ), то в среду волна не может проникнуть, и падающее излучение отразится обратно в первую среду аналогично полному внутреннему отражению для видимого света.

## 2. РЕНТГЕНОВСКИЕ ЗЕРКАЛА

Исторически первые действующие рентгенооптические системы собирались на основе малоугловых рентгеновских зеркал большого радиуса кривизны. Однако у таких систем большие аберрации.

Имеются два принципиальных пути преодоления астигматизма. Первый использует пару сферических вогнутых зеркал, оси вращения которых перпендикулярны друг к другу, так что каждое зеркало исправляло астигматизм другого — схема Киркпатрика–Баеца (рис. 1).

Во втором методе используется зеркало, радиус кривизны которого значительно больше в одном направлении, чем в другом. Подобную форму имеет внутренняя поверхность трубы, слабо изогнутой по длине.

На рисунке 2 показаны три такие системы [1]. Параболическое зеркало скользящего падения фокусирует лучи, параллельные оси, и, очевидно, свободно от сферической аберрации, как показано на рис. 2, а. Однако такое зеркало имеет следующий недостаток: степень увеличения изображения меняется по апертуре, т.е. страдает от комы. Вольтер показал, что кома может быть ослаблена при использовании двух различных поверхностей второго порядка. На рис. 2, б изображена вольтеровская система I рода. Лучи сначала отражаются от параболоида, подобного параболоиду, показанному

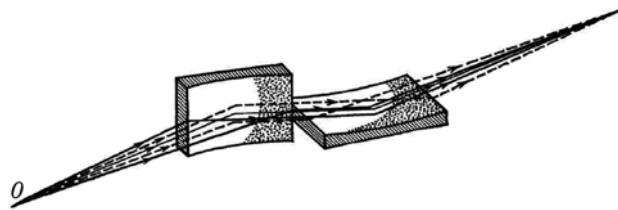
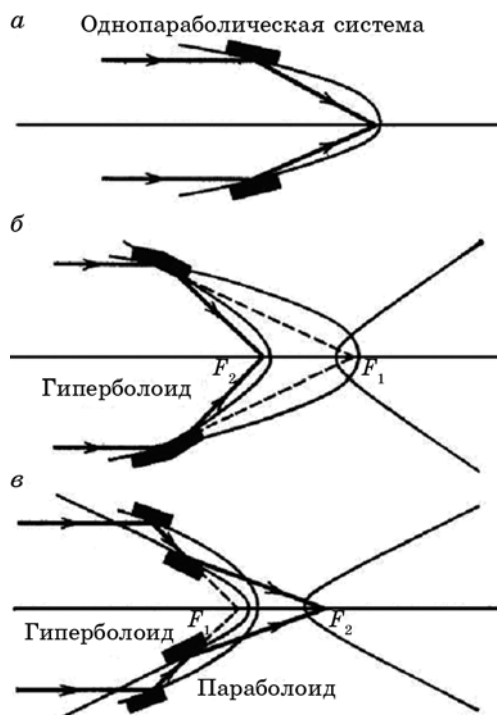


Рис. 1. Принципиальная схема микроскопа, исправляющего астигматизм сферических зеркал при скользящем падении.



**Рис. 2.** Оптические системы скользящего падения, использующие в качестве отражателей поверхности второго порядка.

на рис. 2, *a*, а затем от гиперboloида, один из фокусов которого совпадает с фокусом параболоида. В вольтеровской системе II рода (см. рис. 2, *в*) вторым элементом является гиперboloид с внешним отражением; это аналог известного касегреновского телескопа.

Методы рентгеновской оптики, основанные на отражении при скользящем падении, являются в настоящее время наиболее разработанными и находят наиболее широкое применение.

Значительно повысить возможности зеркальной рентгеновской оптики удалось с помощью многослойных покрытий. Сейчас уже вполне доступны многослойные покрытия, которые усиливают отражающую способность зеркал в широком диапазоне углов и в то же время обеспечивают спектральную селективность. В простейшем варианте эти покрытия представляют собой чередующиеся тонкие слои двух веществ с различными показателями преломления. Высокая отражающая способность таких зеркал есть результат когерентного сложения слабых отражений от большого числа поверхностей раздела. Коэффициент отражения от одной поверхности  $I/I_0$  составляет  $10^{-4}$  при  $\lambda = 45 \text{ \AA}$ , т.е. амплитудный коэффициент отражения  $|R|$  равен  $10^{-2}$ , и, следовательно, чтобы достигнуть

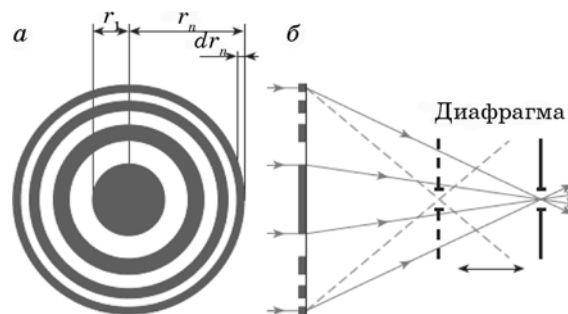
полного отражения, необходимо порядка сотни поверхностей.

### 3. ДИФРАКЦИОННАЯ РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА

Френелевские зонные пластинки так же, как зеркала и линзы, могут фокусировать свет и формировать изображения. В своей простейшей форме зонная пластинка представляет собой дифракционную маску, состоящую из чередующихся прозрачных и непрозрачных концентрических зон. Они должны иметь одинаковые площади, поэтому радиусы границ между зонами увеличиваются пропорционально корню квадратному из их номера. Разрешающая способность зонной пластинки на данной частоте пропорциональна ширине внешней прозрачной зоны.

Для рентгеновской микроскопии используют два типа зонных пластинок. Во-первых, зонные пластинки, которые можно использовать в качестве конденсора для освещения объектов. Как правило, такие пластинки должны иметь диаметр до 9 мм и довольно большое число зон (до  $3,8 \cdot 10^4$ ). Во-вторых, используются зонные пластинки с высоким пространственным разрешением для получения изображения объекта (см. рис. 3). Ширина внешней зоны пластинок  $dr_n$  должна быть как можно меньше. Поэтому зонные пластинки с высоким разрешением имеют очень малые диаметры — от двадцати до нескольких сот микрометров. Такие пластинки называют микрозонными [2, 5, 24].

Зонные пластинки не являются единственной альтернативой отражательной рентгеновской микроскопии. Впечатляющие результаты получены с помощью, так называемой, контактной микроскопии. Для этой простой, но эффективной методики вообще не требуются рентгенооптические системы. Исследуемый образец приводится в контакт с чувствительным по отношению к излучению материалом, например рентгеновской пленкой или фоторезистом. По-



**Рис. 3.** Зонная пластинка: *a* — принципиальная схема, *б* — фокусировка монохроматического излучения.

сле экспонирования и проявления изображение, полученное на пленке, увеличивается в обычном световом микроскопе, а на фоторезисте — в электронном микроскопе. В последнем случае удалось вплотную приблизиться к разрешению  $100 \text{ \AA}$ . Просвечивающая электронная микроскопия в этом случае более предпочтительна, чем сканирующая, так как она дает количественную информацию, которую легче интерпретировать. Несмотря на то, что эта методика очень удобна, по-видимому, она не позволит исследовать динамические процессы. Таким образом, сохраняется важный стимул развития микроскопии на зонных пластинках [1].

#### 4. РЕНТГЕНОВСКАЯ КРИСТАЛЛООПТИКА. МЕТОДЫ ИЗОГНУТОГО КРИСТАЛЛА

Основная специфика этих методов состоит в дифракционном отражении и одновременной фокусировке лучей большой поверхностью изогнутого монокристалла. В литературе фокусирующие методы делятся на две группы: методы отражения (принцип Брэггов) и методы прохождения (принцип Лауэ).

По методу Иоганна на круге фокусировки (рис. 4) расположены точечный источник, вершина кристалла и детектор монохроматического излучения. Отражающие атомные плоскости параллельны наружной поверхности кристалла. Кристалл изогнут по цилиндрической поверхности радиуса  $2R$  с центром в точке  $O$ . Очевидно, что даже в плоскости круга фокусировки лучи, дифрагировавшие в центре и на краях кристалла, попадут в разные точки окружности. Круг фокусировки называют кругом Роуланда.

По методу Иогансона вышлифовывается из монокристалла тонкая пластинка по форме поверхности кругового цилиндра радиуса  $2R$ . В этой пластинке атомы расположены по плоскостям, параллельным касательной плоскости в средней точке кристалла. Затем пластинку

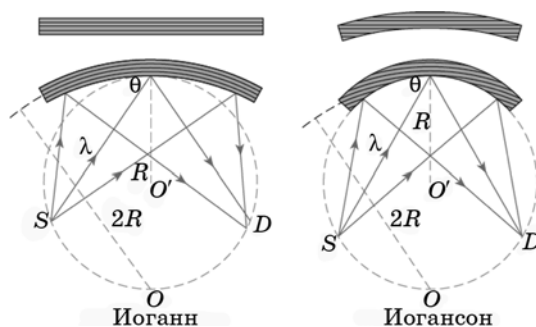


Рис. 4. Схемы фокусировки лучей, испытавших брэгговское отражение от поверхности изогнутого кристалла, Иоганна и Иогансона.

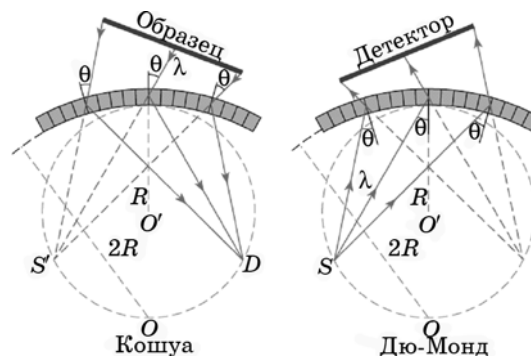


Рис. 5. Схемы прохождения излучения через изогнутый кристалл Кошуа и Дю-Монда.

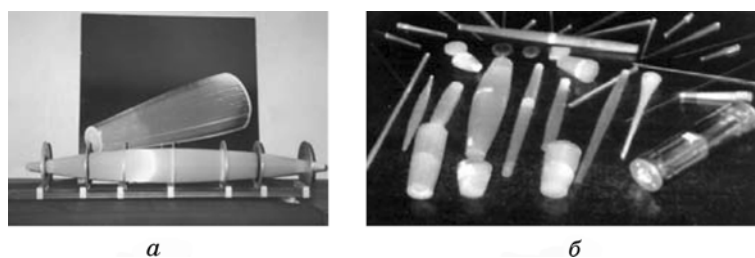
изгибают по форме поверхности кругового цилиндра радиуса  $R$  с центром в  $O'$ . При этом отражающие атомные плоскости принимают форму поверхностей кругового цилиндра радиуса  $2R$  с центром в точке  $O$ . Как видно из рис. 4, в методе Иогансона поверхность кристалла расположена вдоль фокального круга и лучи, отраженные под углом Брэгга в центре и от краев кристалла, сойдутся в одной точке. Увеличение дифракционной зоны на поверхности кристалла в методе Иогансона обеспечивает большую апертуру.

Для коротковолнового излучения выполнение закона Брэггов возможно лишь при малых углах  $\theta$ . Наиболее удобными являются методы Кошуа и Дю-Монда, в которых лучи, проходящие через кристалл, дифрагируют на атомных плоскостях, расположенных перпендикулярно изгибаемой поверхности кристалла. Ход лучей показан на рис. 5. Монокристалльные пластинки изогнуты аналогично методу Иоганна по круговой цилиндрической поверхности радиуса  $2R$ . Отражающие атомные плоскости располагаются веерообразно, следуя направлениям радиусов изгиба кристалла. Дефокусировка в этих методах меньше, чем в методе Иоганна [2–6, 42–44].

## 5. ОПТИКА КУМАХОВА

Диапазон энергии, который может управляться с помощью поликапиллярной оптики Кумахова (см. рис. 6), простирается от сотен эВ до 60 кэВ. Оптические системы имеют очень большой угол захвата (аналог угла зрения) — от  $6^\circ$  до  $10^\circ$ . На этом принципе также были созданы нейтронные поликапиллярные линзы, эффективно фокусирующие пучки нейтронов [7, 8].

«Оптика Кумахова» основана на многократном полном внешнем отражении рентгеновских лучей и позволяет отклонять излучение на углы, в сотни раз превышающие критический угол. Рентгенов-



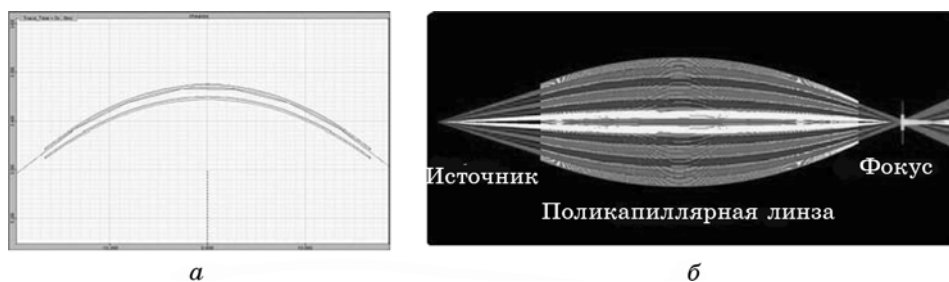
**Рис. 6.** Сборная рентгенооптическая система (линза Кумахова) 1-го поколения и рентгенооптическая полулинза 2-го поколения (*а*) и линзы 2–5-го поколений (*б*).

ский волновод (см. рис. 7, *а*) представляет собой полый стеклянный капилляр с гладкой внутренней поверхностью, что позволяет рентгеновским фотонам много раз отражаться от поверхности. Рентгеновские линзы (см. рис. 7, *б*) представляют собой монолитную систему изогнутых стеклянных капиллярных волноводов различной длины и конфигурации.

Пучок рентгеновского излучения, выходящий из каждого капилляра, имеет расходимость близкую к критическому углу (см. формулу 3), который определяется энергией рентгеновского излучения и материалом капилляра [9–17, 51].

## 6. ФОКУСИРУЮЩИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

Еще один вид рентгенооптических систем — фокусирующие периодические структуры, в которых чередуются слои из легких и тяжелых элементов. При этом слои из легких элементов служат «каналами» для излучения, а тяжелые слои отражают излучение. Минимальный период отражающей структуры должен быть не менее  $c/\omega_p$ , где  $\omega_p$  — плазменная частота материала отражающей поверхности,  $c$  — ско-



**Рис. 7.** Ход лучей в волноводе (*а*) и ход лучей в рентгеновской поликапиллярной линзе (*б*).



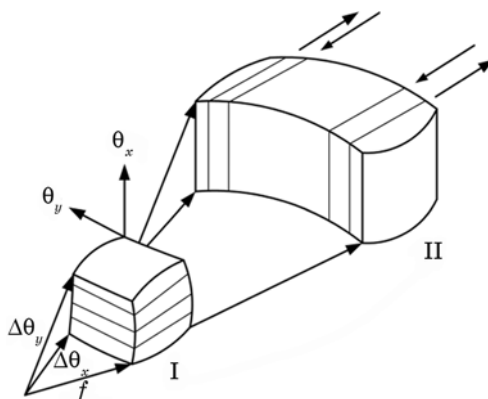


Рис. 8. Схема фокусировки излучения на периодических слоях.

рость света. Это условие необходимо для того, чтобы существовало полное внешнее отражение в рентгеновском и гамма-диапазоне.

Геометрия фокусировки такими слоями изображена на рис. 8, где первая система фокусирует излучение в одном измерении, а вторая — в другом, перпендикулярном первому. Такие периодические фокусирующие системы лучше использовать в гамма-оптике, так как гамма-кванты достаточно хорошо проходят через слои, образованные легкими элементами [9].

## 7. ПОЛУЧЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ПУЧКА С ПОМОЩЬЮ ЕДИНИЧНОГО СУЖАЮЩЕГОСЯ КАПИЛЛЯРА

Одним из способов получения рентгеновских пучков с размерами менее 50 нм является применение сужающегося параболического (в более простом случае конусного) капилляра.

Рассмотрим, для примера, как происходит фокусировка и сжатие рентгеновского пучка в случае конусной геометрии (см. рис. 9).

Рентгеновские лучи испытывают полное внешнее отражение от гладкой внутренней поверхности капилляра при углах падения  $\alpha$ ,

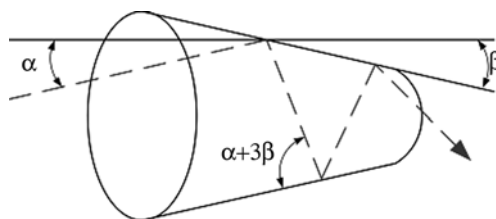


Рис. 9. Схема линейного конусного капилляра с несколькими отражениями попавшего в него рентгеновского луча.

меньших критического. Первое отражение происходит под углом  $\alpha + \beta$ , где  $\beta$  — половинный угол капиллярного конуса. Второе отражение происходит под углом  $\alpha + 3\beta$ , а  $n$ -ное под углом  $\alpha + (2n-1)\beta$ . При падении под углом больше критического рентгеновский луч поглощается поверхностью и не участвует в процессе фокусировки [18, 19].

## 8. ПРЕЛОМЛЯЮЩАЯ РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА

Основная трудность в создании обычных для оптики видимого света линз в рентгеновском диапазоне длин волн — малое отличие показателя преломления от единицы ( $\delta = 1 - n \approx 10^{-5} - 10^{-6}$ ) и относительно высокое поглощение излучения [3]. Анализ соотношений между  $\delta$  и  $\beta$  показывает, что для элементов преломляющей оптики пригоден сравнительно узкий набор материалов, в которых преломление превалирует над поглощением (химические элементы, неорганические и органические соединения с  $Z_{eff} \leq 12-14$ ) [3, 49].

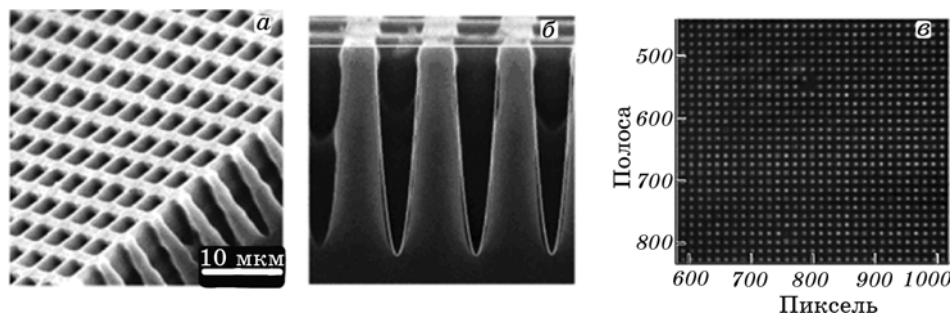
### 8.1. Единичные параболические короткофокусные линзы

Единичные параболические линзы были созданы из кремния по технологии глубокого фотоанодного травления. Параметры преломляющих профилей (параболоиды вращения) линз (рис. 10): радиусы кривизны  $R = 0,35$  мкм, апертура  $A = 8$  мкм, оптическая ось перпендикулярна к поверхности исходной пластины. Линзы компоновались в виде квадратной матрицы, число элементов в которой было достаточным, чтобы перекрывать сечение падающего пучка. Фокусные расстояния составляют от  $2 \cdot 10^{-2}$  м для излучения  $\text{CuK}_\alpha$  (8,05 кэВ) до  $(6,5-9,5) \cdot 10^{-2}$  м на  $\text{MoK}_\alpha$  (17,5 кэВ).

Изучение свойств сформированных единичных линз было проведено также на источнике синхротронного излучения ESRF (Гренобль, Франция) в диапазоне энергий 17–30 кэВ (рис. 10в) при регистрации на высокоразрешающую цифровую камеру. Размер фокального пятна не превышал 0,7 мкм. Измеренные фокальные расстояния соответствовали расчетным. Отличительные особенности разработанных линз исследованы в работах [32–36].

### 8.2. Планарные линзы на основе кремния и других материалов

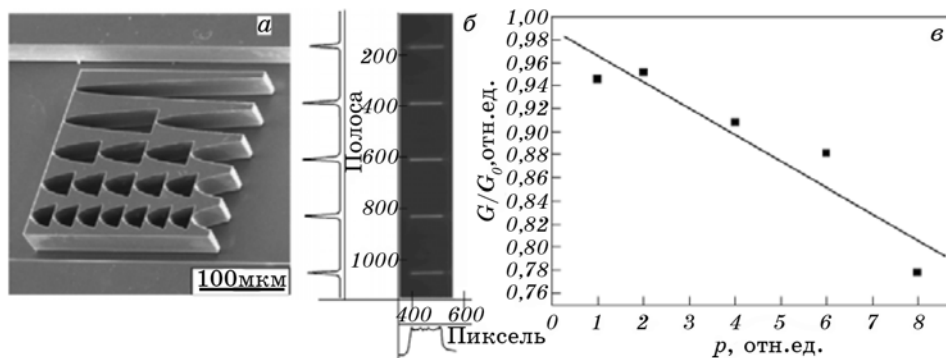
Параболические линзы из кремния (рис. 11), представляют собой набор преломляющих профилей с одинаковым фокусным расстоянием 1 м ( $E = 17,4$  кэВ) и апертурой  $A = 100$  мкм, кратность единичных линз в ряду увеличивалась от  $p = 1$  до  $p = 8$  с соответствующим ростом радиуса кривизны  $R$  от 3,3 до 26,4 мкм [37–41]. Глубина



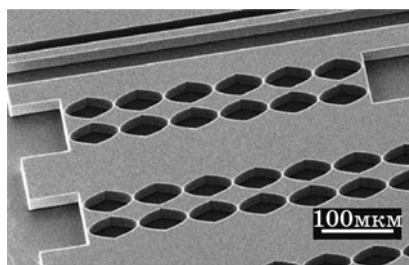
**Рис. 10.** Короткофокусные параболические линзы и фокусировка излучения матрицей линз: (а) общий вид матрицы линз; (б) преломляющий профиль единичной линзы с наложением формы оптимальной параболы; (в) снимок фокальных пятен, полученный на линии ВМ05 при энергии 30 кэВ.

рельефа до 100 мкм была достигнута путем глубокого плазмохимического травления, и ее увеличение возможно при учете изменения радиуса кривизны парабол по глубине рельефа.

Планарные линзы из поликристаллического алмаза [21] были получены путем осаждения слоев алмаза из газовой фазы при возбуждении разряда в микроволновой плазме на кремниевые матрицы. В указанных матрицах предварительно формировался рисунок единичных параболических линз методами прецизионной литографии и плазмохимического травления. Линзы имели фокусное расстояние 50 см при энергии 9 кэВ. Эксперименты были проведены на линиях ID15 и ID22 ESRF в монохроматическом излучении при использовании излучения третьей гармоники ондулятора, а также излучения со сплошным спектром в интервале от 6 до 40 кэВ.



**Рис. 11.** Планарные параболические линзы: (а) снимок РЭМ; (б) снимок фокальных пятен, полученный на линии ВМ05 при энергии 17 кэВ; (в) зависимость фактора усиления планарных линз от кратности набора по измерениям на СИ [20].



**Рис. 12.** Одиночная кремниевая билинза, состоящая из шести параболических линз. Изображение получено на сканирующем электронном микроскопе.

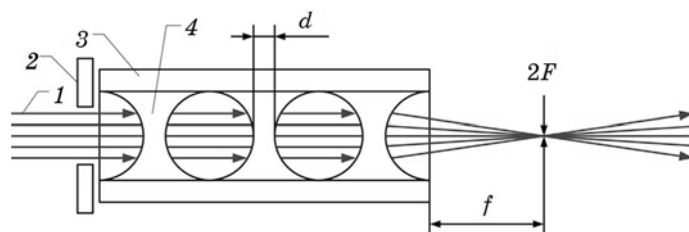
На сегодняшний день ученые из ESRF, Российского научного центра «Курчатовский институт» и Института проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов (РФ, Черноголовка) разработали новый рентгеновский интерферометр с использованием билинзовой системы (рис. 12). Билинзовая система [50] может быть применена для изучения образцов размерами вплоть до 10 нм [25–31].

Преломляющая рентгеновская линза работает, как и линза для видимого излучения, и позволяет получать уменьшенные изображения источника излучения. Эта особенность линзы используется для получения микрофокусных пучков от синхротронных источников излучения.

Для этих источников, как правило, область пространства, в которой формируется рентгеновский пучок, удалена от объекта исследования на расстояния, значительно превышающие фокусное расстояние линзы.

Размер фокусного пятна  $S_1$  рентгеновской линзы можно определить, пользуясь следующими формулами:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}, \quad (5)$$



**Рис. 13.** Схема микрокапиллярной рентгеновской линзы: 1 — пучок рентгеновского излучения; 2 — диафрагма; 3 — стеклянный микрокапилляр; 4 — клей;  $f$  — фокусное расстояние линзы;  $2F$  — размер фокусного пятна,  $d$  — толщина линзы.

$$S_1 = S \frac{f}{a - f}, \quad (6)$$

где  $a$  — расстояние от источника излучения до линзы,  $b$  — расстояние от линзы до плоскости изображения,  $f$  — фокусное расстояние,  $S$  — размер источника излучения.

Для исследований была изготовлена преломляющая линза, состоящая из 114 сферических микролинз из эпоксидного клея с радиусом кривизны 100 мкм [22, 23]. Линза изготовлена методом последовательного формирования пузырьков воздуха в стеклянном капилляре, предварительно заполненном эпоксидным клеем (рис. 13, 14). Требуемый радиус кривизны отдельной микролинзы выбирался из того, что радиус кривизны линзы с достаточной степенью точности совпадает с радиусом канала капилляра.

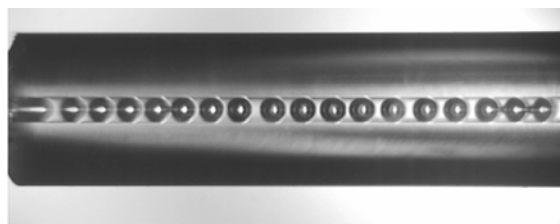
## 9. ПТИХОГРАФИЯ

Как правило, при построении оптических изображений объектов фазовая информация теряется. При этом становится невозможным простое Фурье-преобразование дифракционного паттерна в действительное пространство с нанометровым разрешением.

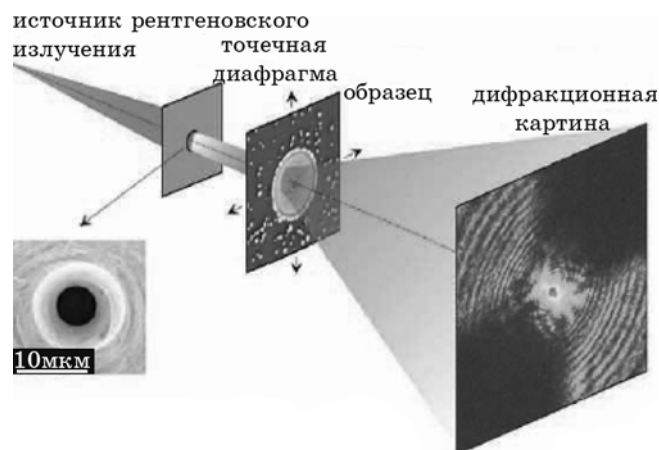
В настоящее время существуют методы получения изображений, лишенные этих недостатков, в частности, метод когерентного дифракционного имиджинга, или CDI (coherent diffractive imaging). Объект освещается когерентным электромагнитным излучением, например, с помощью лазера или рентгеновского источника. При этом дифракционная картина, образующаяся в дальней Фраунгоферовской зоне, связана через Фурье-преобразование с функцией пропускания объекта. Целью CDI является прямое восстановление оптической функции пропускания образца по его дифракционной картине.

В принципе, CDI позволяет получать разрешение, ограниченное только длиной волны используемого излучения.

Одним из расширений CDI является птихография (ptychography), предложенная Норре и Hegerl более 30 лет назад. Образец освещается



**Рис. 14.** Фотография фрагмента микрокапиллярной линзы, полученная с помощью оптического микроскопа. Диаметр канала капилляра 200 мкм.

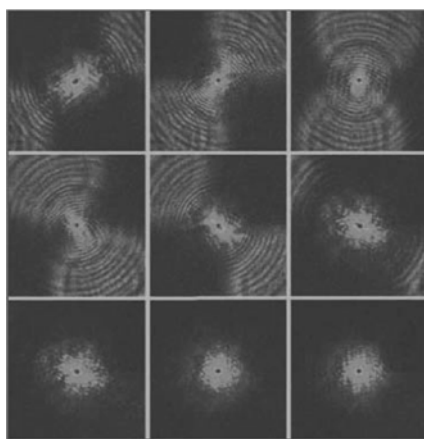


**Рис. 15.** Схема экспериментальной установки для рентгеновской дифракционной микроскопии с перемещаемым образцом.

сквозь весьма малое отверстие диафрагмы (pinhole) когерентным рентгеновским излучением, поступающим с синхротрона (см. рис. 15). Объект перемещается поперек пучка с шагом, в 5–10 раз меньшим диаметра сечения пучка. На каждом шаге записывается дифракционное изображение предмета CCD-детектором.

Полученный набор перекрывающихся дифракционных изображений затем обрабатывается специальным итерационным алгоритмом для реконструкции единственного изображения предмета.

На рисунках 16 и 17 показаны результаты, полученные на рент-



**Рис. 16.** Девять дифракционных изображений, полученных с 15×15 перекрывающихся позиций.

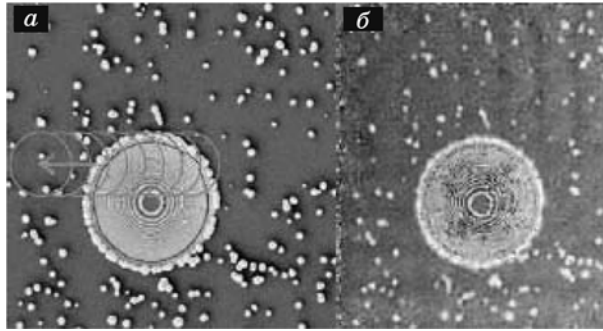


Рис. 17. Френелевская зонная пластинка, изготовленная из золота.

геновском монохроматическом источнике SLS (Swiss Light Source) с энергией 6 кэВ ( $\lambda = 0,21$  нм). На расстоянии 35 м от источника расположен pinhole (отверстие) с апертурой 10 мкм. В качестве образца использовалась френелевская зонная пластинка, изготовленная из золота.

Были получены дифракционные изображения с  $15 \times 15$  перекрывающихся позиций, сдвинутых относительно друг друга на 3 мкм, девять из которых изображены на рис. 16. Изображения записывались на связанный волоконным CCD-детектор (Photonic Science Hystar) с эффективным размером пикселя 4,5 мкм, который был расположен в 2,25 м от образца. Время экспозиции 1 сек на каждое размещение. Полученное разрешение порядка 200 нм в основном ограничено динамическим диапазоном и отношением сигнал-шум CCD-детектора [45–48].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как следует из вышеизложенного обзора, созданные в настоящее время элементы рентгеновской оптики позволяют создать компактные (лабораторные) установки для целей рентгенофлуоресцентного анализа, флуоресцентной микротомографии, рефлектометрии, дифрактометрии, топографии, рентгеновской голографии, обеспечивающие высокую пространственную разрешающую способность в субмикронном и нанометровом диапазонах.

В ИПФ НАН Украины ведутся работы по созданию источника квазимонохроматического рентгеновского излучения с использованием двух различных способов возбуждения. Для получения сфокусированного протонного пучка МэВ-ных энергий используется аналитический ускорительный комплекс ИПФ НАН Украины. Второй способ возбуждения заключается в применении сфокусированного электронного пучка. В качестве элементов рентгеновской оптики будут

использованы разработки Института проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН (г. Черноголовка, РФ). Работы ведутся в рамках проекта № 376–09 ведомственной программы «Программа научного приборостроения НАН Украины» совместно с Институтом металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Х. Андервуд, Д. Т. Атвуд, *УФН*, **151**, № 1: 105 (1987).
2. М. И. Мазурицкий, *Соросовский образовательный журнал*, **7**, № 10: 95 (2001).
3. А. Мишетт, *Оптика мягкого рентгеновского излучения* (Москва: Мир: 1989).
4. М. А. Блохин, *Методы рентгеноспектральных исследований*. (Москва: Изд. физ.-мат. лит.: 1959).
5. Г. Шмаль, Д. Рудольф, *Рентгеновская оптика и микроскопия* (Москва: Мир: 1987).
6. Р. Джеймс, *Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей* (Москва: Изд. иностр. лит.: 1950).
7. В. А. Чуриков, *Письма в ЖТФ*, **29**, № 23: 75 (2003).
8. Н. А. Власов, *Нейтроны* (Москва: Наука: 1971).
9. В. А. Аркадьев, А. И. Коломийцев, М. А. Кумахов, И. Ю. Пономарев, И. А. Ходеев, Ю. П. Чертов, И. М. Шахпаронов, *УФН*, **157**, № 3: 529 (1989).
10. М. А. Кумахов, *Излучение каналированных частиц в кристаллах* (Москва: Энергоатомиздат: 1986).
11. Г. Р. Алимов, М. А. Кумахов, А. Т. Муминов, *ЖТФ*, **77**, № 9: 123 (2007).
12. А. Ю. Романов, *Письма в ЖТФ*, **32**, № 4: 51 (2006).
13. А. Ю. Романов, *Письма в ЖТФ*, **30**, № 23: 32 (2004).
14. А. Ю. Романов, *Письма в ЖТФ*, **31**, № 5: 47 (2005).
15. В. Д. Гелевер, А. Ю. Романов, *Письма в ЖТФ*, **31**, № 5: 52 (2005).
16. А. Ю. Романов, И. В. Дмитриев, А. Ю. Акулов, *Инженерная физика*, № 1: 43 (2004).
17. Б. Ненсель, Ф. Рёссигер, *Электроника: НТБ*, № 5: 50 (2001).
18. М. А. Блохин, *Физика рентгеновских лучей* (Москва: ГИТТЛ: 1957).
19. Ю. И. Дудчик, Ф. Ф. Комаров, Я. А. Константинов, *ЖТФ*, **68**, № 5: 90 (1998).
20. В. В. Аристов и др., *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.*, № 1: 13 (2001).
21. А. А. Snigirev et al., *Proc. SPIE 'Design and Microfabrication of Novel X-Ray Optics'* (Seattle: 2002), vol. **4783**, p. 1.
22. Ю. И. Дудчик, Н.Н. Кольчевский, Ф.Ф. Комаров, *Письма в ЖТФ*, **24**, № 24: 19 (1998).
23. Ю. И. Дудчик, Л. А. Власункова, Ф. Ф. Комаров, О. Л. Войтик, К. И. Делендик, А. А. Снигирев, И. И. Снигирева, М. В. Григорьев, *7-я междунар. конф. «Взаимодействие излучений с твердым телом»* (Минск: 2007), с. 248.
24. А. В. Куюмчан, В. Г. Кон, И. И. Снигирева, А. А. Снигирев, А. А. Исоян, С. М. Кузнецов, В. В. Аристов, Е. Шулаков, *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.*, № 2: 29 (2006).
25. V. G. Kohn, I. Snigireva, A. Snigirev, *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.*, № 1: 33 (2003).
26. А. А. Snigirev et al., *Proc. SPIE 'High Heat Flux and Synchrotron Radiation*



- Beamlines'* (San Diego: 1997), vol. 3151, p. 164.
27. A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva, and B. Lengeler, *Nature*, No. 384: 49 (1996).
  28. I. Snigireva et al., *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, **467–468**: 982 (2001).
  29. I. Snigireva et al., *Proc. SPIE 'X-Ray Micro- and Nano-Focusing: Applications and Techniques II'* (San Diego: 2001), vol. 4499, p. 64.
  30. I. Snigireva, V. Kohn, and A. Snigirev, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, **467–468**: 925 (2001).
  31. A. Snigirev et al., *Appl. Opt.*, **37**, No. 4: 653 (1998).
  32. В. В. Аристов, Л. Г. Шабельников, *УФН*, **178**, № 1: 61 (2008).
  33. В. В. Аристов и др., *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.*, № 1: 7 (1999).
  34. L. G. Shabel'nikov et al., *J. Phys. IV*, **104**: 227 (2003).
  35. Л. Г. Шабельников, *Материалы нац. совещ. «Рентгеновская оптика — 2002» (март 2002 г.)* (Н. Новгород: Ин-т физики микроструктур РАН: 2002), с. 80.
  36. Л. Г. Шабельников, И. А. Щелоков, В. А. Юнкин, Ю. Н. Пальянов, А. Ф. Хохряков, *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.*, № 1: 41 (2002).
  37. В. В. Аристов и др., *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.*, № 1: 79 (1999).
  38. В. В. Аристов, М. В. Григорьев, С. М. Кузнецов, Л. Г. Шабельников, *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.*, № 1: 89 (2001).
  39. В. В. Аристов, Г. А. Павлов, Л. Г. Шабельников, *Способ изготовления рентгеновских преломляющих линз* (Патент РФ № 2298852. 10 мая 2007).
  40. L. Shabel'nikov et al., *Proc. SPIE 'Design and Microfabrication of Novel X-Ray Optics'* (Seattle: 2002), vol. 4783, p. 55.
  41. Л. Г. Шабельников, *Способ изготовления рентгеновских преломляющих линз профилем вращения* (Патент № 2297681. 20 апреля 2007).
  42. Т. Чен, *Письма в ЖТФ*, **28**, № 18: 29 (2002).
  43. Т. Чен, *ЖТФ*, **72**, № 6: 5 (2002).
  44. Т. Чен, *Письма в ЖТФ*, **28**, № 6: 1 (2002).
  45. W. Hoppe, *Acta Cryst.*, **A25**: 508 (1969).
  46. R. Hegerl and W. Hoppe, *Ber. Bunsen-Ges. Phys. Chem.* **74**: 1148 (1970).
  47. J. M. Rodenburg et al., *Phys. Rev. Lett.*, **98**, No. 3 (2007).
  48. I. Johnson et al., *Phys. Rev. Lett.*, **100**, No. 15 (2008).
  49. А. Г. Турьянский, И. В. Пиршин, *Приборы и техника эксперимента*, № 5: 90 (2000).
  50. A. Snigirev et al., *Phys. Rev. Lett.*, **103**, No. 6 (2009).
  51. Ф. К. Алиев, Г. Р. Алимов, А. Т. Муминов, Б. С. Османов, В. В. Скворцов, *ЖТФ*, **75**, № 8: 90 (2005).