

УДК 520.6+524.1+535-3

ФОКУСИРУЮЩАЯ ОПТИКА СКОЛЬЗЯЩЕГО ПАДЕНИЯ ДЛЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ТЕЛЕСКОПОВ (обзор)

© 2022 г. В. В. Лидер^{a,*}

^a Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН
Россия, 119333, Москва, Ленинский просп., 59

*e-mail: vallider@yandex.ru

Поступила в редакцию 06.09.2021 г.

После доработки 23.10.2021 г.

Принята к публикации 29.10.2021 г.

Работа посвящена принципам, современному состоянию и проблемам оптики скользящего падения для фокусировки мягкого рентгеновского излучения, используемой в телескопах на орбитальных станциях. Рассматриваются возможности построения легких рентгеновских телескопов с большой эффективной площадью сбора данных и хорошим угловым разрешением на основе оптики Киркпатрика–Баеза, Вольтера, а также оптики “глаза лобстера”. Особое внимание уделяется описанию методов оптимизации параметров рентгеновской оптики и производства рентгеновских зеркал.

DOI: 10.31857/S0032816222020045

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение
 2. Рентгеновское зеркало скользящего падения
 3. Фокусирующая рентгеновская оптика скользящего падения
 - 3.1. Оптика Киркпатрика–Баеза
 - 3.2. Оптика Вольтера
 - 3.3. Микропористая оптика
 4. Основные характеристики рентгеновских телескопов скользящего падения
 5. Использование оптики Вольтера в рентгеновских телескопах
 - 5.1. Оптимизация рентгеновской оптики телескопа скользящего падения
 - 5.2. Производство зеркал
 6. Использование оптики Киркпатрика–Баеза в рентгеновских телескопах
 7. Использование оптики “глаза лобстера” в рентгеновских телескопах
 8. Заключение. Выводы и перспективы
- Используемые сокращения
Список литературы

1. ВВЕДЕНИЕ

В рентгеновском диапазоне (т.е. в диапазоне энергий фотонов от ~ 0.1 до 100 кэВ) излучает множество объектов Вселенной — от межзвезд-

ной среды и гелиосферы, обычных звезд, белых карликов, нейтронных звезд до черных дыр в нашей Галактике и в ядрах огромного числа других галактик и межгалактической среды скоплений галактик.

Элементарные процессы, приводящие к появлению рентгеновских квантов, можно разделить на две группы — тепловые и нетепловые. Тепловое излучение с энергией $E < 10$ кэВ, соответствующее мягкому рентгеновскому излучению, вызвано нагретой до температур 10^7 – 10^8 К плазмой, при этом в энергию квантов переходит энергия теплового движения электронов. К таким явлениям относятся, например, звездные вспышки, особенно от области образования звезд, изменение интенсивности и спектра двойных нейтронных звезд и черных дыр, активность, возникающая в окрестностях сверхмассивных черных дыр, взрывы сверхновых и рентгеновское излучение компонентов γ -всплесков и их послесвечения.

Нетепловое излучение (жесткое рентгеновское и γ -излучение с $E > 10$ кэВ) возникает, когда заряженные частицы не приобретают энергию за счет высокой температуры плазмы, а ускоряются до релятивистских энергий.

Источниками нетеплового рентгеновского излучения могут быть ударные волны в остатках вспышек сверхновых звезд, релятивистские струи из ядер активных галактик и квазаров, пульсары, горячие короны аккреционных дисков в двойных звездах, аннигиляция антивещества, свечение

межзвездной среды под воздействием космических лучей высоких энергий и другие “бурные” процессы нашей Вселенной.

Земная атмосфера представляет собой непреодолимое препятствие на пути рентгеновских лучей, поэтому астрофизические исследования непосредственно в этом диапазоне энергий проводятся с бортов космических аппаратов. Орбитальные рентгеновские оптические системы играют заметную роль в астрономии, космологии и в позиционировании астрофизики как передового рубежа фундаментальной физики. Возраст, размер и форма Вселенной исследуются с помощью рентгеновских телескопов, что позволяет сделать выводы о прошлой и будущей траекториях ее существования [1].

В отличие от видимого света, рентгеновскими лучами трудно управлять, используя явление преломления, потому что показатели преломления большинства материалов при рентгеновских энергиях очень близки к единице; это означает, что рентгеновские лучи не испытывают значительного отклонения при пересечении границы между двумя материалами. Однако для мягкого рентгеновского излучения возможно эффективное рентгеновское полное внешнее отражение от хорошо отполированной поверхности в геометрии скользкого падения.

Целью обзора является описание фокусирующей оптики мягкого рентгеновского излучения, используемой на современных орбитальных обсерваториях. Фокусирующей оптике жесткого рентгеновского и γ -излучения будет посвящен отдельный обзор.

2. РЕНТГЕНОВСКОЕ ЗЕРКАЛО СКОЛЬЗЯЩЕГО ПАДЕНИЯ

Любой вид фокусировки при отражении рентгеновских лучей можно осуществить лишь с помощью изогнутой отражающей поверхности. При падении, близком к нормальному, для формирования на оптической оси изображения точечного объекта хорошего качества может быть использовано вогнутое сферическое зеркало. Но при переходе к скользкому падению, когда объект удаляется от оптической оси, ситуация меняется и аберрации возрастают. Аберрации (сферическая, кома, астигматизм, кривизна фокальной поверхности) искажают изображение точки до некоторой фигуры рассеяния, что снижает четкость изображения и нарушает подобие изображения предмета [2].

По аналогии с оптикой видимого света, для которой существует полное внутреннее отражение при переходе из более плотной в оптически менее плотную среду, для рентгеновского излучения при отражении от границы “вакуум–зерка-

ло” существует полное внешнее отражение в пределах диапазона углов скольжения θ , равного $0 - \theta_c$ (θ_c – критический угол полного внешнего отражения), т.е. рентгеновский пучок “вытесняется” из зеркала, практически полностью отражаясь от границы раздела.

Если поглощением можно пренебречь, то величина критического угла θ_c для фокусирующего элемента скользкого падения дается формулой

$$\theta_c \approx (2\delta)^{1/2} \approx \lambda [r_e N_A Z \rho / (\pi A)]^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь δ – декремент коэффициента преломления n ($n = 1 - \delta$); N_A – число Авогадро; r_e – классический радиус электрона; Z и A – соответственно атомное число и масса; ρ – плотность материала зеркала.

Тогда для тяжелых элементов с $Z/A \approx 0.5$

$$\theta_c [\text{рад}] \approx 1.6 \cdot 10^{-2} \lambda \rho^{1/2}, \quad (2)$$

где ρ , г/см³ – плотность материала зеркала; λ , нм – длина волны рентгеновского излучения.

Из уравнения (2) видно, что критический угол не превышает нескольких градусов (для золота и $E = 1$ кэВ имеем $\theta_c = 4^\circ$) и возрастает с увеличением плотности отражающего материала, что объясняет причину использования более плотных материалов (Au, Ir, Pt) в качестве отражающего покрытия рентгеновских зеркал.

Однако эффективность сферического и цилиндрического зеркал будет определяться в основном величинами аберраций [3].

Полностью устранить сферическую аберрацию можно, используя параболическое (эллиптическое) зеркало [4]. Однако при этом от изгиба фокальной поверхности, приводящей к уменьшению поля зрения, избавиться невозможно. Методы улучшения качества изображения включают в себя создание отражающих поверхностей с малыми отклонениями от параболической формы, дающих возможность уменьшить деформацию фокальной плоскости за счет небольшого увеличения сферической аберрации. Подробные расчеты показывают, что оптимальный отражатель должен иметь поверхность третьего [4] или четвертого [5] порядка. Но кома не может быть исправлена при отражении рентгеновских лучей от одной поверхности какой-либо формы. Кроме того, по мере того как форма поверхности становится все более сложной, допуски на точность ее изготовления становятся все более строгими и создать такие зеркала значительно труднее. По этим причинам в реальных системах скользкого падения для уменьшения аберраций используются комбинации зеркал.

3. ФОКУСИРУЮЩАЯ РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА СКОЛЬЗЯЩЕГО ПАДЕНИЯ

Составные системы, в которых рентгеновское излучение отражается от двух и более сферических или асферических поверхностей, делятся на два типа. К первому типу, известному под названием системы Киркпатрика–Баеза (К.–Б.), относятся отражатели, меридиональные плоскости которых взаимно перпендикулярны (скрещены). В системах второго типа, известных под названием системы Вольтера, используются комбинации коаксиальных и конфокальных конических сечений [2].

Существует также фокусирующая оптика, основанная на отражении рентгеновских лучей от системы плоских (не изогнутых) поверхностей. К такой оптике относится оптика “глаза лобстера” [6].

3.1. Оптика Киркпатрика–Баеза

Хорошо известно, что астигматизм в системе зеркального отражения полностью устраняется оптикой со взаимно перпендикулярными отражающими поверхностями, в которой каждое зеркало исправляет астигматизм другого. Поскольку простым способом коррекции сферической аберрации является использование асферических зеркал [7], наиболее перспективной зеркальной системой скользящего падения для рентгеновской фокусировки следует считать систему скрещенных асферических зеркал в конфигурации К.–Б. [8, 9].

Отражающие поверхности зеркал могут иметь форму параболического цилиндра в случае коллимирующей оптики или эллиптического цилиндра для фокусирующей оптики. Простейшая фокусирующая система К.–Б. показана на рис. 1. Она состоит из двух цилиндрических зеркал с одинаковыми радиусами кривизны и формирует действительное точечное изображение точечного объекта, следовательно, действительное протяженное изображение протяженного объекта. Таким образом, она исправляет астигматизм, но не аберрацию кома.

3.2. Оптика Вольтера

Оптика, свободная от комы, может быть получена, если во всех точках отражающей поверхности выполняется условие синусов Аббе [10]. Условие Аббе требует, чтобы отношение синусов углов между оптической осью и лучом до (α_0) и после (α_i) отражения оставалось постоянным ($\sin\alpha_0/\sin\alpha_i = \text{const}$), но это условие не соблюдается при однократном отражении от зеркала, так как по мере увеличения (уменьшения) угла α_0 угол α_i уменьшается (увеличивается) при любой форме отражающей поверхности [2].

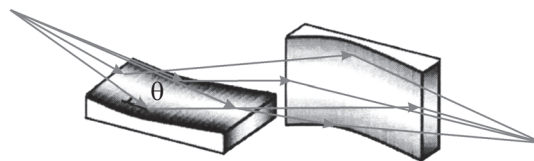


Рис. 1. Схема классической оптической системы Киркпатрика–Баеза (θ – угол скольжения).

Решение этой проблемы возникло в 1952 г., когда Вольтер показал, что условие Аббе может быть приблизительно удовлетворено при двойном последовательном отражении рентгеновских лучей от двух зеркал различной кривизны [11]. Он проанализировал зеркала, поверхности которых являются поверхностями вращения, т.е. параболоидами, гиперболоидами и эллипсоидами, и показал, что для достижения не искаженного аберрациями изображения в расширенном поле зрения рентгеновские лучи должны испытать два последовательных отражения от комбинации поверхностей “параболоид–гиперболоид” или “параболоид–эллипсоид”, расположенных в коаксиальной и конфокальной геометриях. С помощью последовательных отражений от двух участков таких поверхностей могут быть получены изображения очень высокого качества. Вольтер предложил три типа фокусирующих систем, которые стали известны как системы Вольтера I, II и III. В системе Вольтера I оба отражения происходят на внутренних поверхностях зеркал (рис. 2а), в то время как в системе Вольтера II первое отражение происходит на внутренней, а второе – на внешней поверхности (рис. 2б), а в системе Вольтера III наоборот: первое отражение – на внешней поверхности, а второе – на внутренней (рис. 2в). В каждом из трех типов систем Вольтера зеркала расположены в коаксиальной конфигурации и имеют общий фокус (F_1 на рис. 2). Основное различие между системами состоит в отношении фокусного расстояния к общей длине системы, т.е. в минимальной физической длине телескопа. В таких системах полностью отсутствуют астигматизм и сферическая аберрация. Можно также показать, что условие синусов Аббе выполняется с достаточно хорошей точностью.

По сравнению с типами II и III, система Вольтера I – единственная конструкция, в которой оба зеркала обеспечивают конвергенцию рентгеновских лучей. Двойное отражение также имеет преимущество, состоящее в уменьшении фокусного расстояния в два раза, что является важным требованием для оптики, которая предназначена для работы в космосе. Две другие конфигурации удовлетворяют условиям Аббе (Вольтер II и III), но они не используются для космических приложений, поскольку их фокусное расстояние боль-

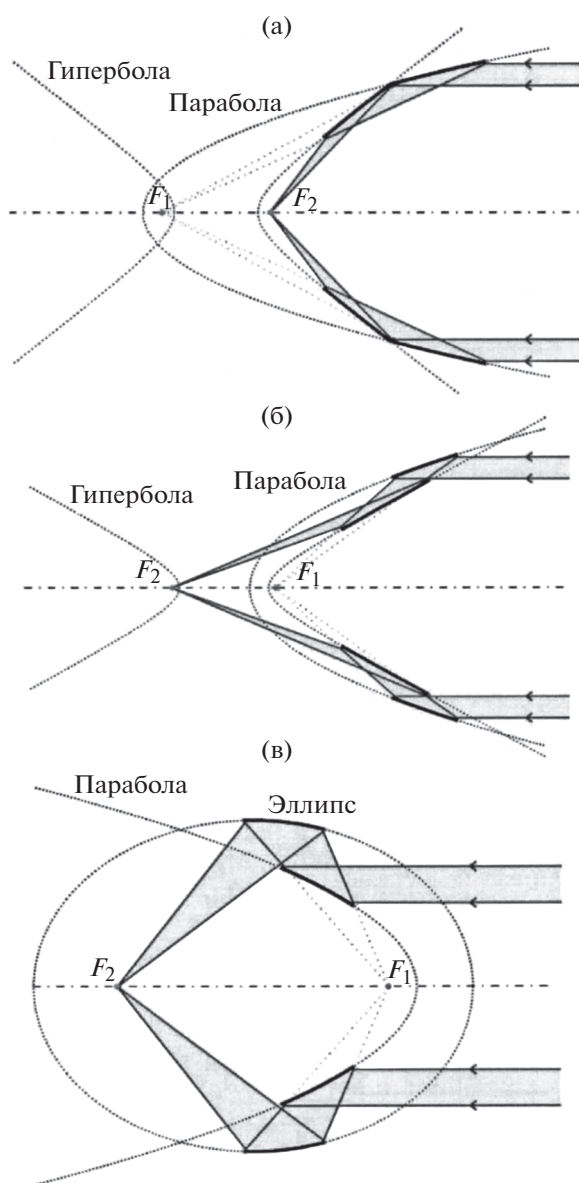


Рис. 2. Ход лучей в фокусирующих оптических системах Вольтера I (а), II (б) и III (в).

ше, чем у системы Вольтера I с такой же апертурой. Кроме того, абберации, зависящие от угла отклонения луча от оптической оси, больше в конструкции системы Вольтера II, чем Вольтера I. Поэтому в телескопах для рентгеновской астрономии используется схема Вольтера I [12].

3.3. Микропористая оптика

Основная идея микропористой оптики — изготовление пластин, содержащих тонкие сквозные отверстия, боковые стенки которых используются в качестве рентгеновских зеркал. Микропористая оптика содержит большое количество плотно упакованных отражающих оптических по-

верхностей, что необходимо для эффективной рентгеновской оптики скользящего падения. Помимо обеспечения простого коллимирующего действия из-за поглощения сильно расходящихся лучей стенками канала, структуры типа микроканальных пластин способны обеспечивать фокусировку, возникающую из-за отражения рентгеновских лучей от внутренних стенок канала. Фокусировкой в принципе можно управлять механическим изгибом или деформацией микроканальных пластин, а также за счет соответствующей формы стенок канала; она малочувствительна к юстировке устройства и к длине волны излучения [13–16].

В области рентгеновской астрономии исследователи проявили особый интерес к созданию устройств на основе микроканальной пластины, когда она изогнута в сферу, и использование каналов квадратного профиля может стать эквивалентом так называемой оптики “глаза лобстера” [17].

В случае, если массив изогнут в сферическую поверхность, оптика не имеет предпочтительной оси и поэтому способна одинаково хорошо фокусировать излучение со всех направлений [18].

4. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕНТГЕНОВСКИХ ТЕЛЕСКОПОВ СКОЛЬЗЯЩЕГО ПАДЕНИЯ

Свойства телескопа скользящего падения определяются его областью сбора, эффективностью, угловым разрешением, чувствительностью и полем зрения. Поле зрения (FoV — Field of View) — это область наблюдаемого неба, которая видна в любой данный момент. В случае оптических инструментов или датчиков это телесный угол (угловое пространство), в котором детектор чувствителен к электромагнитному излучению.

Площадь сбора — геометрическая проекция поверхности входного отверстия. Для зеркала скользящего падения собирающая геометрическая область является проекцией параболы на плоскость апертуры. Эффективность — это произведение коэффициентов отражения первичного и вторичного (в случае двухзеркальной системы) зеркал, усредненное по присутствующим углам скольжения. Отражательная способность сильно зависит от длины волны, так же как и эффективность. Эффективная площадь A_{eff} определяется как отношение потока, сфокусированного в фокальной плоскости зеркала, к падающему на зеркало потоку на единицу площади. Для зеркала с двойным отражением эффективная площадь будет зависеть от квадрата отражательной способности зеркала [19]:

$$A_{\text{eff}}(E) \approx 8\pi f L \theta^2 R^2(E), \quad (3)$$

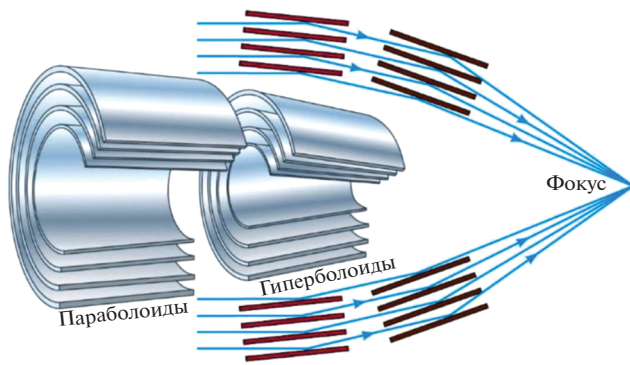


Рис. 3. Ход рентгеновских лучей в многослойном зеркале Вольтера I. При фокусировке лучи последовательно отражаются от параболической и гиперболической поверхностей каждой зеркальной оболочки.

где f – фокусное расстояние, L – длина зеркала, $R(E)$ – коэффициент отражения зеркала при энергии рентгеновского излучения E .

Угловое разрешение астрономических рентгеновских телескопов [20] есть способность разделять отдельные источники в заселенных полях. Чтобы описать угловое разрешение, используются один или несколько различных терминов. Функция рассеяния точки (PSF – Point Spread Function) полностью описывает изображение точечного источника как функцию энергии фотона и направления относительно оптической оси [21]. Она может иметь сложную форму. Для слабых источников рентгеновского излучения FWHM (полная ширина на половине максимума) не является репрезентативной для разрешающей способности зеркала. Для фокусирующих рентгеновских телескопов стандартной метрикой для определения углового разрешения является диаметр половинной мощности (HPD – Half Power Diameter), которая также называется “шириной половинной энергии” (HEW – Half Energy Width). Это угловой диаметр изображения точечного источника, который содержит половину потока фотонов (при данной энергии), сфокусированного телескопом. Эта величина выражает не только ширину функции рассеяния точки (которая редко бывает гауссовой), но и количество энергии, собранной в окрестностях фокуса. В частности, для данной зеркальной поверхности функция рассеяния точки может быть преобразована в HEW-функцию (и наоборот) с помощью аналитической обработки [22].

Чувствительность фокусирующей оптики определяется как минимальный обнаруживаемый поток S . Он ограничен фоновым шумом B , определяемым как количество фоновых импульсов в единицу времени для каждого диапазона энергии на единицу площади детектора. Для фокусирующей оптики с эффективной площадью

A_{eff} , которая фокусирует поток S на часть ϵ площади A_d детектора, чувствительность равна [19]

$$S = [\sigma / (A_{\text{eff}} \eta_E)] [2B\epsilon A_d / (\Delta t \Delta E)]^{1/2}, \quad (4)$$

где σ – доверительный интервал; η_E – квантовая эффективность детектора для энергии фотонов E ; Δt – время сбора данных; ΔE – энергетическая полоса детектора.

Уравнение (4) показывает, что высокая чувствительность обеспечивается не только за счет уменьшения фона, больших эффективных областей (большие A_{eff}), но также благодаря хорошей фокусировке (малое ϵ), т.е. небольшому значению HPD (HEW) [21].

5. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОПТИКИ ВОЛЬТЕРА В РЕНТГЕНОВСКИХ ТЕЛЕСКОПАХ

Телескопы для рентгеновской астрономии обычно строят в геометрии Вольтера I, обеспечивающей, по крайней мере теоретически, идеальные изображения источника, лежащего на оптической оси. Но из-за удаленности большинства астрономических объектов интенсивность излучения на входе рентгеновского телескопа, как правило, чрезвычайно мала. Поскольку угол скольжения θ должен быть меньше критического угла $\theta_c(E)$, эффективная площадь одиночного зеркала, как следует из формулы (3), очень мала. Для увеличения эффективной площади телескопа используются несколько коаксиальных и конфокальных зеркал с уменьшающимися радиусами (“зеркальные оболочки”), вложенных друг в друга наподобие русской матрешки, причем угол скольжения уменьшается от внешней оболочки к внутренней (рис. 3) [21, 23, 24].

Эффективность вложения определяется толщиной корпуса оболочки и минимальным радиальным расстоянием между оболочками, необходимым для интеграции и юстировки [25].

5.1. Оптимизация рентгеновской оптики телескопа скользящего падения

Во многом история рентгеновской астрономии – это история развития улучшенной рентгеновской оптики, т.е. оптики с улучшенным одним (или несколькими) из трех параметров телескопов, а именно: с более высоким угловым разрешением, с большей эффективной площадью и меньшей массой. Любое значительное улучшение одной или нескольких из этих трех метрик обычно позволяет совершить квантовый скачок в эффективности рентгеновских обсерваторий.

5.1.1. Ограничение аббераций. Классический рентгеновский телескоп скользящего падения в геометрии Вольтера I состоит из параболического первичного зеркала и конфокального гипер-

болоидального вторичного зеркала. Этот дизайн демонстрирует стигматическое изображение на оси, но страдает от комы, астигматизма, искривления фокальной плоскости и аберраций высшего порядка [26–28].

Несмотря на теоретически идеальные изображения на оси, качество изображения быстро деградирует вдали от оптической оси из-за кривизны фокальной поверхности, ограничивающей возможности проведения съемок рентгеновского неба. Были предложены простые рецепты для улучшения качества изображения по всему полю зрения. Самый простой способ состоит в небольшой расфокусировке оптической системы [29]. Другой (и лучший) подход состоит в изгибе/наклоне детектора так, чтобы его конфигурация следовала изогнутой фокальной поверхности. Такая конфигурация детектора использовалась для семи матриц на основе прибора с зарядовой связью (п.з.с.) м.о.п. (металл–оксид–полупроводник)-камеры: центральная п.з.с.-матрица находилась в фокусе на оптической оси, в то время как внешние шесть ступенек были смещены в направлении зеркала на 4.5 мм, чтобы примерно следовать кривизне фокальной поверхности [30].

Эти простые рецепты, однако, обеспечивают лишь незначительные улучшения. Для того чтобы разумно улучшить внеосевой отклик рентгеновского телескопа, следует воздействовать непосредственно на конструкцию зеркала. Например, аберрацию кома можно полностью устранить в модифицированной системе Вольтера I, скомпоновав две коаксиальные поверхности таким образом, чтобы в точности выполнить условие синусов Аббе. Эта задача впервые была рассмотрена Шварцшильдом в 1905 году для геометрии нормального падения [31]. Вольтер [32] применил этот метод к системам скользящего падения и рассмотрел малые отклонения от формы поверхностей второго порядка. Параметры дизайна были получены впервые в 1972 году в работе [33]. Обобщение параметров телескопа Вольтера–Шварцшильда (В.–Ш.) было сделано автором работы [27].

Существуют подходы, не основанные на параболоиде и гиперболоиде, которые приносят в жертву идеальное изображение на оси для лучшего, более однородного, внеосевого изображения. Они могут быть более подходящими для визуализации протяженных объектов. Нарий [34, 35] предложил идею телескопа, состоящего из двух гиперболоидных поверхностей (см. также [36]), который обеспечивает хорошие характеристики в поле зрения в несколько угловых минут.

Для увеличения эффективного поля зрения зеркальные оболочки могут быть изготовлены с полиномиальным профилем [37, 38]. Полиномиальные зеркальные профили обычно описывают-

ся полиномами четвертого (или третьего) порядка и возможна их оптимизация [39–41].

Тем не менее, при использовании “классической” и усовершенствованных схем Вольтера I зеркала являются дорогостоящими и трудными в изготовлении. Петре и Серлемитсос [42] предложили коническую конфигурацию Вольтера I. Они аппроксимировали параболу и гиперболу двойным конусом. Это решение может значительно снизить стоимость и сложность изготовления зеркал, в результате геометрическая площадь сбора может быть увеличена путем добавления большего количества вложенных зеркальных оболочек. Однако самая серьезная проблема конического приближения – ухудшение углового разрешения [43].

Для наблюдений, которые требуют не высокого разрешения, а большей эффективной площади, можно принять коническую геометрию Вольтера I с большим количеством вложенных зеркальных оболочек.

С учетом баланса между эффективной площадью и угловым разрешением, а также времени и денег, потраченных на рентгеновский телескоп, авторами работы [44] были представлены три рентгеновские конструкции телескопа на основе геометрии Вольтера I, в которых используется одна коническая поверхность. Авторы пришли к выводу, что оптика, состоящая из конической и гиперболоидальной поверхностей, характеризуется лучшей эффективностью фокусировки. Эта структура, действительно, имела значительно улучшенное угловое разрешение, но ее было довольно сложно и дорого изготовить по сравнению с двухконусной структурой. Чтобы сбалансировать эффективность и сложность изготовления рентгеновского телескопа, авторы разработали коническую геометрию Вольтера I со вторым зеркалом, состоящим из двух секций. Было показано, что при разделении зеркала на две секции вдоль оптической оси “коническая ошибка” может быть уменьшена на 50%, что означает улучшение углового разрешения (HPD) на 50% [45].

Дополнительные улучшения могут быть внесены не только изменением формы зеркала. В частности, улучшение оптического качества может быть достигнуто путем создания оболочек с переменной длиной, зависящей от их радиуса, что придаст суммарной зеркальной сборке форму, подобную бабочке [39]. Это решение приводит к уменьшению общей эффективной площади по отношению к оболочкам с равной длиной, но позволяет сохранить одинаковую кривизну фокальной поверхности для разных оболочек с последующим улучшением качества изображения и чувствительности. Изображения, создаваемые разными зеркальными оболочками, не совмещены точно. В частности, различные оболочки фо-

кусируют изображения, смещенные относительно друг друга; смещение увеличивается с отклонением от оптической оси. Это частая проблема рентгеновских телескопов, которая приводит к увеличению размытия изображения при больших отклонениях. Чтобы устранить этот эффект, оболочки первого и второго зеркальных блоков должны быть построены с измененными фокусными расстояниями и смещены относительно друг друга на небольшие расстояния [38, 39].

5.1.2. Коррекция формы. Для достижения высокой чувствительности улучшение углового разрешения — только одна из целей. Другая цель — реализация плотного вложения зеркальных оболочек для повышения эффективности сбора данных и, следовательно, обеспечения высокой геометрической пропускной способности. Это требует небольшой толщины t зеркальных оболочек по сравнению с проецируемой осевой протяженностью зеркала. Однако уменьшение толщины зеркала делает оптику менее жесткой (жесткость пропорциональна t^3): зеркало становится более восприимчивым к случайным нагрузкам и искажениям, которые могут ухудшить его форму. Следовательно, изготовление и монтаж тонких легких элементов рентгеновской фокусирующей оптики с высоким угловым разрешением представляет собой значительную и уникальную техническую проблему для современной астрофизики [46].

Для дальнейшего улучшения характеристик зеркал, уменьшения остаточных ошибок формы и напряжения, вызванного монтажом, были разработаны различные методы, в том числе дифференциальное осаждение [47–49], коррекция формы с помощью ионного пучка [50, 51] и дифференциальная ионная имплантация [52, 53]. Но ни один из этих альтернативных методов, вероятно, не сможет изменить эффективность зеркала на орбите. Кроме того, активные оптические технологии можно объединить с любым из перечисленных альтернативных подходов, просто добавив пьезоэлектрические приводы к тыльной поверхности зеркала [54].

По сути, есть две категории приводов, различающихся способом приложения силы к зеркалу. Для юстировки или воздействия на глобальные или локальные деформации зеркала можно использовать поверхностно-нормальные приводы (актуаторы), действующие как поршень. Поверхностно-касательные приводы в сочетании с подложкой зеркала действуют как биморф [55] для локальной деформации зеркала [56].

Поверхностно-нормальные приводы (рис. 4) работают за счет использования дискретных электроактивных поршней, смонтированных в виде грубой матрицы. Они подходят для юстировки и исправления некоторых ошибок формы.

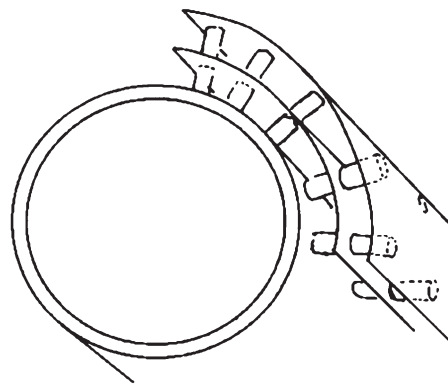


Рис. 4. Дискретные (поршневые) поверхностно-нормальные приводы для юстировки и коррекции формы зеркал скользящего падения, действующие радиально на последовательно вложенные оболочки [56].

Активную оптику следует выбирать так, чтобы она не только улучшала зеркальную форму, но также могла быть включена в зеркальный модуль, не добавляя существенной толщины или структуры в зазоре между соседними вложенными зеркальными оболочками, которая будет перекрывать путь рентгеновских лучей. Поэтому, по-видимому, более предпочтительно использование поверхностно-касательных актуаторов, обладающих возможностью более гибкой коррекции формы зеркальных оболочек [57–63]. Эта система состоит из заземленного электрода, нанесенного на обратную (выпуклую) поверхность зеркала, тонкого (1–5 мкм) слоя пьезоэлектрического материала (например, цирконата-титаната свинца) и, наконец, массива электродов, нанесенных на пьезоматериал для формирования сетки пьезоэлементов. Путем дифференциального расширения/сжатия пьезослоя (разделенного на множество дискретных “ячеек”) можно ввести поправку на погрешность в форме зеркала. Эти погрешности, а также деформацию, вызванную изменением силы тяжести и температуры окружающей среды на орбите, можно будет исправить подачей оптимального набора напряжений на каждый зеркальный сегмент.

Альтернативой электроактивным материалам для создания биморфной деформации зеркала являются магнитоактивные материалы [64–68].

Магнитный интеллектуальный материал может быть нанесен на зеркальную подложку и покрыт магнитотвердым материалом. Форму зеркала можно контролировать, прилагая к зеркалу внешнее магнитное поле. Это заставляет магнитный материал расширяться или сжиматься, тем самым прикладывая магнитострикционное напряжение к зеркалу и изменяя его форму. Приложенное магнитное поле также намагничивает магнитотвердый нижний слой или подложку, ко-

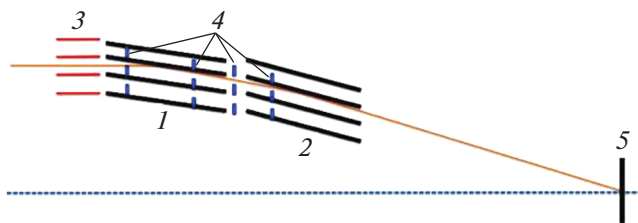


Рис. 5. Два типа перегородок для ограничения рассеянного излучения: цилиндрические перегородки 3 перед первичными зеркалами 1 и кольцевые апертуры 4, устанавливаемые между зеркальными оболочками (2 — вторичные зеркала, 5 — фокальная плоскость) [85].

торая сохраняет магнитное поле даже после того, как магнит удален; биморфная деформация сохраняется до тех пор, пока подслои или подложка остаются намагниченными. По сравнению с электроактивными приводами метод имеет преимущество: магнитное поле создается магнитом, не прикрепленным к зеркалу, что исключает этап осаждения электродов на обратной стороне зеркала и, таким образом, уменьшает сложность производственного процесса.

5.1.3. Элиминация напряжений. Среди химических элементов, обычно используемых в качестве отражающего покрытия рентгеновских зеркал (Au, Ir, Pt), иридий обладает наибольшей отражательной способностью во всем интервале энергий мягкого рентгеновского излучения [69]. Однако наблюдалось высокое напряжение, в частности, иридиевого покрытия зеркал, которое может вызвать деформацию зеркал, в некоторых случаях провоцируя его отслаивание от подложки. Были опробованы два способа компенсации напряжения. Первый состоит в осаждении слоя диоксида кремния (SiO_2) с напряжением сжатия на тыльную поверхность подложки, а второй основан на идее сбалансирования напряжения сжатия в пленке иридия нанесением слоя хрома с напряжением растяжения под слой иридия [70, 71]. Преимущества и недостатки каждого из этих методов обсуждаются в работе [72].

Другая концепция, предложенная авторами работы [73], заключается в изменении напряжения между держателем образца и маской во время осаждения магнетронным распылением. Таким образом возможно корректировать форму за счет синхронизации напряжения смещения с местоположением трансляционного держателя зеркала.

Недавно для кремниевых зеркальных подложек был разработан метод термического оксидного рисунка [74]. Поскольку размер оксидных рисунков на обратной стороне зеркала относительно большой (0.5 мм), метод имеет потенциал недорогого массового производства [75].

5.1.4. Ограничение рассеянного излучения. В рентгеновском телескопе скользящего падения фотоны дважды отражаются от зеркальных поверхностей и фокусируются на фокальной плоскости. Однако не все фотоны отражаются дважды: часть из них подвергается только однократному отражению (на первом или втором зеркале), а некоторые могут вообще не отражаться и попадать прямо на фокальную плоскость. Однократно отраженные и неотраженные фотоны, приходящие с направлений вне поля зрения, являются основным источником так называемого рассеянного света. Увеличивая интенсивность фона, рассеянный свет уменьшает чувствительность телескопа (см. формулу (4)). В частности, рассеянный свет может являться основной причиной возникновения фоновых и фантомных изображений, особенно при наблюдении слабых источников рентгеновского излучения в окрестностях другого, более интенсивного источника [76].

Проблема рассеянного света достаточно хорошо изучена экспериментально и теоретически [76–85]. Показано, что в большинстве случаев для борьбы с рассеянным светом достаточно установить цилиндрические перегородки 3 перед зеркальным модулем и кольцевые апертуры 4 между зеркальными оболочками 1, 2 (рис. 5).

5.2. Производство зеркал

Рентгеновские зеркала для космических приложений должны отвечать ряду требований, невыполнение которых может поставить под угрозу оптические характеристики телескопа. В частности, необходимо соблюдать логику миссии, что накладывает сильные ограничения на массу зеркала: большая масса зеркала, действительно, неизбежна, когда требуется иметь большую площадь сбора, отличное угловое разрешение и хорошую термомеханическую стабильность зеркала.

Практическое производство рентгеновской оптики Вольтера I должно учитывать все эти требования, часто противоречащие друг другу. Для иллюстрации различных методов производства зеркал в табл. 1 собраны оптические характеристики некоторых рентгеновских телескопов, использующих оптику скользящего падения прошлых, современных и будущих научных миссий.

5.2.1. Метод прямой полировки. Для рентгеновских телескопов высокого разрешения функция рассеяния точки (HPD) состоит из компактной центральной части (ядра) (определяется ошибками юстировки, отклонениями формы поверхности от оптического предписания и аберрациями) и расширенного ореола или крыльев (вызванных дифракционным рассеянием на микрошероховатостях поверхности и частицами на поверхности) [132]. Следовательно, минимизация крыльев HPD

Таблица 1. Основные характеристики реализованных, нереализованных и планируемых рентгеновских телескопов

Миссия	Год запуска	Метод изготовления	Оптика	HEW, "	$A_{\text{eff}}, \text{ м}^2$ $E = 1 \text{ кэВ}$	Материал подложки	Толщина подложки, мм	Литературные ссылки
Einstein	1978	Прямая полировка	Вольтер I	~10	0.04	Стекло	~20	[86]
EXOSAT	1981	Прямая полировка	Вольтер I	17.5	0.0038	Be		[87, 88]
ROSAT	1990	Прямая полировка	Вольтер I	<5	0.10	Zerodur	16–25	[89]
Chandra	1999	Прямая полировка	Вольтер I	0.5	0.1	Zerodur	~25	[90–92]
XMM-Newton	1999	Репликация	Вольтер I	15	0.15 ($\times 3$)	Ni	0.5–1.1	[93, 94]
JET-X/Swift	2004	Репликация	Вольтер I	18	0.011	Ni	0.6–1.1	[95, 96]
eROSITA	2017	Репликация	Вольтер I	15	0.03 ($\times 7$)	Ni	0.2–0.4	[97, 98]
SAX	1996	Репликация	Конусы	60	0.0123 ($\times 4$)	Ni	0.2–0.4	[99, 100]
ASCA	1993	Сегментация	Конусы	200	0.041 ($\times 4$)	Al	0.125	[101, 102]
CAST	2003	Репликация	Вольтер I	34.5	0.0008	Ni		[103]
Suzaku	2005	Сегментация	Конусы	114	0.04 ($\times 4$)	Al	0.152	[81, 104]
NeXT	2007	Сегментация	Конусы	1.7	0.04*	Al	0.2	[105, 106]
FOXSI	2012	Репликация	Вольтер I	25	0.1**	Ni	0.25	[107]
AstroSat	2015	Сегментация	Конусы	60	0.0128	Al	0.2	[108, 109]
Hitomi	2016	Сегментация	Конусы	102	0.0562 ($\times 2$)	Al	0.15–0.31	[110, 111]
Constellation-X	Закрыт	Сегментация	Вольтер I	15	0.75	Стекло	0.44	[112–114]
ART-XC	2019	Репликация	Вольтер I	60	0.0455***	NiCo	0.25–0.35	[115, 116]
IXO	Закрыт	Сегментация	Вольтер I	5	3	Стекло	0.4	[117, 118]
Arcus	2023	К.п.о.	Вольтер I	13.9	0.045	Si	0.775	[119]
STAR-X	>2020	Метаоболочка	В.–Ш.	4.1	0.30	Si		[120, 121]
AXIS	>2020	Сегментация	В.–Ш.	0.4	0.77	Si		[122]
ATHENA	2028	К.п.о.	В.–Ш.	5	2.00	Si	0.17	[123, 124]
X-ray Surveyor	2030	Сегментация	В.–Ш. активная	0.5	3	Стекло		[48, 125]
SMART-X	Подготовка	Сегментация	Вольтер I активная	0.5	2.3	Стекло	0.4	[60]
MiXO	Подготовка	Репликация	Вольтер I	30	0.0065 ($\times 5$)	NiCo + Al ₂ O ₃	<0.22	[126]
WFXT	Подготовка	Прямая полировка	Полином	≤ 5	0.92	Кварц	1.5–2	[127]
Lynx	Подготовка	Сегментация		<0.5	2	Si		[128–130]
Generation-X	Подготовка	Сегментация	Вольтер I активная	0.1	25	Стекло	0.1–0.2	[115, 131]

* $E = 6 \text{ кэВ}$; ** $E = 10 \text{ кэВ}$; *** $E = 8 \text{ кэВ}$

обычно является проблемой ограничения шероховатости зеркала и контроля загрязнения частицами [133]. Таким образом, процессы минимизации крыльев в значительной степени отделены от процессов оптимизации ядра функции рассеяния точки [21], которые были рассмотрены выше.

Для достижения хорошего углового разрешения усилия исследователей были направлены на получение уровня микрошероховатости, соответствующего довольно строгим требованиям для зеркал, отражающих рентгеновское излучение в энергетической полосе от 0.1 до 10 кэВ. Эти уси-

лия на определенном этапе завершились изготовлением телескопов для миссий Einstein, ROSAT и Chandra. Рентгеновские зеркала на этих трех обсерваториях имеют общие характеристики: хорошее угловое разрешение, небольшие области сбора фотонов и невысокие производственные затраты. Небольшие области сбора фотонов обусловлены двумя причинами. Во-первых, процессы шлифовки и полировки позволяют изготовить только толстые зеркала, потому что полирующее напряжение ломает тонкие подложки, кроме того, количество удаленного материала должно быть мало по сравнению с толщиной подложки, чтобы создаваемое напряжение во время процесса полировки не привело к непредсказуемому изменению формы. Во-вторых, масса, которая может быть поднята ракетами и запущена в космос, очень ограничена, т.е. очень большое и тяжелое рентгеновское зеркало исключается [6].

С помощью метода прямой полировки изготавливают зеркала, которым сначала придают правильную форму подложки. Выбор материала подложки (кварц для Einstein или Zerodur для ROSAT и Chandra) обусловлен чрезвычайно низким коэффициентом теплового расширения и относительно небольшой плотностью материала. Гиперболоиды и параболоиды отдельно шлифуются и полируются на высокоточных станках: внутренние поверхности зеркал полируются путем притирки [134, 135] ультратонкими порошками оксида алюминия — процесс, который позволяет достичь среднеквадратичной микрошероховатости в несколько ангстрем. Затем на суперполированную поверхность наносится тонкий (1000 Å) отражающий слой (Au, Ni, Ir, Pt, ...). Этот метод позволяет получить очень высокое угловое разрешение, например, HPD для миссии Chandra (чьи зеркала имеют иридиевое покрытие) из-за малой шероховатости поверхности составляет всего 0.5", однако толщина оболочки зеркала большая (примерно 25 мм), и количество оболочек, которые могут быть вложены друг в друга, ограничено четырьмя — это привело к малой эффективной площади [19].

Технологическая задача при изготовлении оптики для будущей миссии WFXТ состоит в том, чтобы применить метод прямой полировки к зеркальным оболочкам на порядок меньшей толщины, что на порядок может увеличить эффективную площадь сбора. Выбранный подход основан на двух основных последовательных шагах: 1) кварцевые трубки, доступные на рынке, шлифуются до профиля конической формы; 2) полученные оболочки полируются до требуемых полиномиальных профилей с помощью специальной полировальной машины [127].

5.2.2. Метод гальванопластической репликации. Увеличение эффективной площади сбора дости-

гается путем плотного вложения многих зеркальных оболочек. Последние должны быть относительно тонкими, но достаточно жесткими, чтобы обеспечить механическую устойчивость и требуемое высокое угловое разрешение. Метод гальванопластической репликации основан на изготовлении полной оболочки и использует естественную жесткость замкнутой геометрии, поэтому может быть применен для изготовления рентгеновских зеркальных оболочек с очень тонкими стенками [95, 107, 115, 136–142].

Производство никелевых оболочек включает в себя несколько этапов. Изначально изготавливают оправки из алюминия двойной конической формы. Затем оправки покрывают никелем Kanigen (выбранным из-за его твердости, необходимой для хорошей полировки, высокой адгезии к алюминию и низкой пористости), шлифуют до точной формы и, наконец, суперполируют до шероховатости поверхности, не превышающей 0.4 нм. Перед гальванопластикой слой золота толщиной 250 нм наносится на оправку, он действует одновременно как разделительный агент и как отражающее покрытие. Каждая оправка помещается в электролитическую ванну, где слой никеля осаждается до толщины, зависящей от диаметра зеркальной оболочки. Отделение зеркала от оправки осуществляется путем охлаждения последней, так как температурный коэффициент расширения алюминия примерно вдвое больше, чем у никеля. Поскольку прилипание (адгезия) золота к оправке плохое, а к никелю хорошее, золото остается на оболочке. Внутренняя отражающая поверхность оболочки дублирует качественный рисунок наружной поверхности оправки.

Репликация имеет преимущество создания нескольких одинаковых оболочек от одной оправки. Это приводит к значительному снижению себестоимости, так как большая часть усилий и времени производства уходит на изготовление оправки и ее полировку. Второе преимущество метода — возможность сформировать зеркало с двумя секторами в одном пакете, т.е. упростить процесс юстировки без ухудшения углового разрешения. С другой стороны, каждая оболочка требует “персональной” оправки (рис. 6).

Оболочки, полученные с помощью этого метода, тонкие (обычно толщиной от 0.2 до 1 мм). В любом случае, этот процесс репликации может обеспечить наилучшее угловое разрешение 15", как и в случае оптики миссий XMM-Newton и eROSITA (см. табл. 1).

Тонкая оболочка Ni ($\rho = 8.9 \text{ г/см}^3$) позволяет уменьшить общую массу оптики более чем в пять раз по сравнению с рентгеновскими зеркалами Chandra (рис. 7) и получить большую площадь сбора при том же объеме оптики.

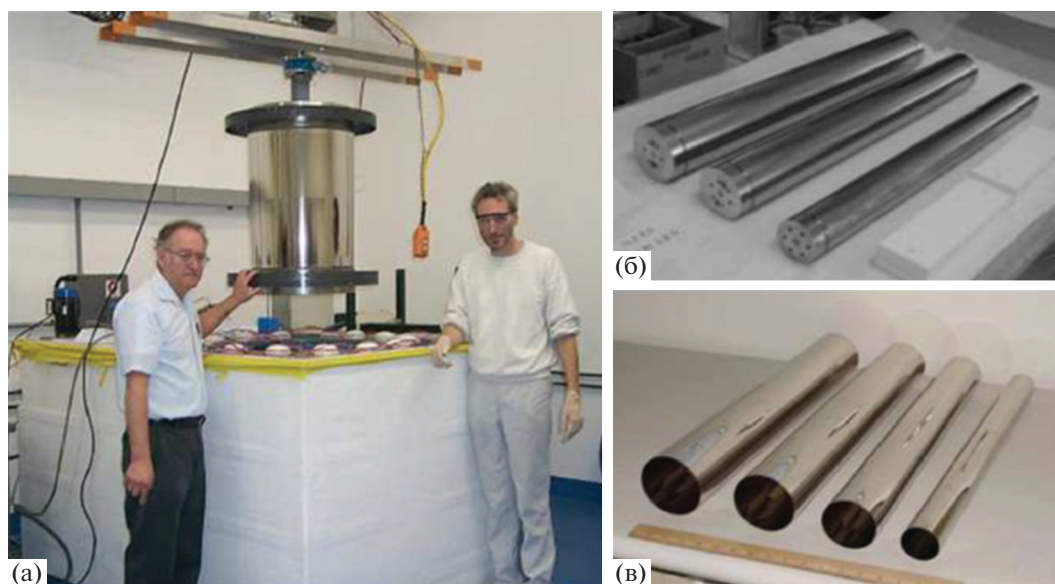


Рис. 6. Фотографии: **а** — реплицированной оболочки, выходящей из ванны для гальванопластики; **б**, **в** — соответственно оправок и оболочек диаметром от 40 до 48 мм и длиной около 600 мм [141].

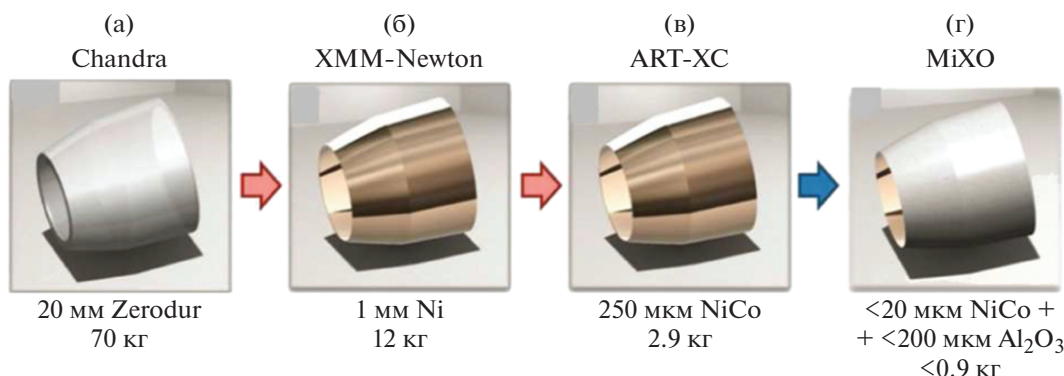


Рис. 7. Демонстрация достижений метода гальванопластической репликации, использованного при производстве зеркал для телескопов различных миссий: **а** — подложка из шлифованного и полированного стекла, **б** — никелевая оболочка, **в** — тонкая оболочка NiCo, **г** — гибридная металлокерамическая оболочка. Масса приведена для зеркального корпуса диаметром 70 см и длиной 60 см [126].

В рентгеновском телескопе ART-XC [138] в качестве подложки вместо Ni используется сплав NiCo (толщиной 250 мкм) с целью дальнейшего уменьшения массы зеркала (рис. 7в). Кроме того, разработан новый подход, в котором объединены технологии плазменного распыления и репликации для формирования металлокерамического гибрида рентгеновского зеркала [126]. В таком зеркале легкий керамический слой обеспечивает жесткость, что необходимо для поддержания общей формы рентгеновской оптики, а благодаря слою NiCo достигается малая шероховатость поверхности. Учитывая свойства NiCo и керамического слоя, следует ожидать, что может быть получена небольшая рентгеновская зеркальная обо-

лочка (диаметром 2–20 см), состоящая из 20 мкм NiCo и 200 мкм керамики. Заменяя слой NiCo ($\rho = 8.9 \text{ г/см}^3$) легким Al_2O_3 ($\rho = 2.3\text{--}2.9 \text{ г/см}^3$), можно еще более уменьшить массу зеркала (рис. 7г).

В дальнейшем зеркальные оболочки должны быть вложены друг в друга и съюстированы. Сборка должна быть достаточно прочной, чтобы выдерживать серьезные механические нагрузки при запуске ракеты. Чтобы соответствовать строгим требованиям к разрешающей способности оптики и нагрузке на нее, зеркальные модули могут быть собраны с помощью зажимов, которые затем прикрепляют эпоксидной смолой к интерфейсам поддержки на передней панели [107] (рис. 8а). Использование за-

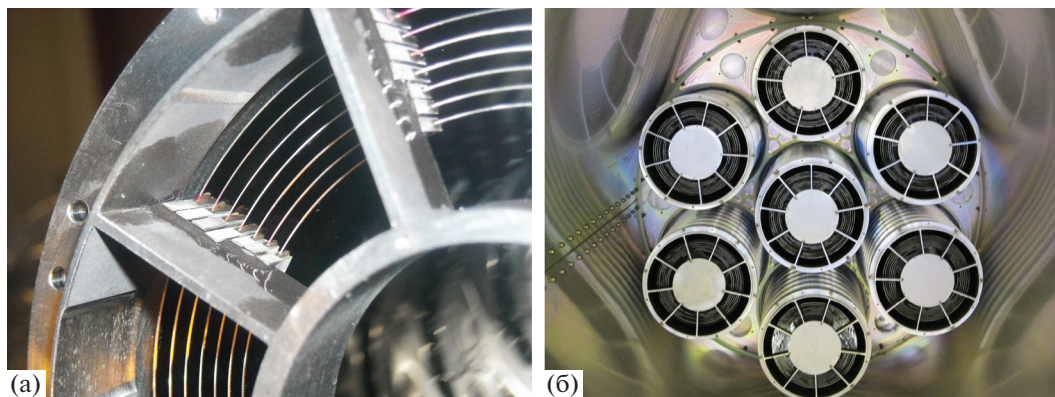


Рис. 8. **а** — изображение части опорной конструкции со структурой “паук” с зажимами, объединяющими семь зеркальных оболочек телескопа миссии FOXSI в единый модуль; **б** — вид на семь оптических модулей, установленных в измерительной трубе обсерватории FOXSI с целью семикратного увеличения области сбора [107].

жимов снижает эффект усадки эпоксидной смолы (что может исказить зеркала). Зажимы корпуса охватывают звездообразные спицы (“паук”) таким образом, что любая усадка эпоксидной смолы действует на оболочку по окружности, а не радиально.

Основным недостатком метода является необходимость пропорционально большой инфраструктуры для изготовления оболочек большого диаметра, что делает процесс производства сложным и дорогим, если вообще технически возможным. В частности, процессы изготовления, обработки и интеграции больших и тонких оболочек (например, диаметром 1 м и толщиной менее 1 мм) трудны или почти невозможны [143]. Поэтому для увеличения эффективной площади в миссиях XMM-Newton, eROSITA, SAX, MiXO, FOXSI обсерватория состоит из нескольких телескопов с апертурой небольшого диаметра, объединенных в единый оптический модуль (см. рис. 8б).

5.2.3. Сегментированная эпоксидная репликация. Сегментированные зеркала имеют несколько преимуществ перед полными зеркальными оболочками. В силу своей модульности сегментированный дизайн более соответствует массовому производству. Модули внутри блока телескопа без существенных осложнений могут быть заменены, если модуль не работает или поврежден. Наконец, каждый отражатель физически меньше и поэтому может быть тоньше, но при этом сохранять свою конструкционную целостность. Этот подход имеет и то преимущество, что большие зеркальные сборки не требуют создания пропорционально большой инфраструктуры. Возможно, что еще более важно, из-за относительно небольшого размера сегментов зеркала сегментированный подход позволяет изготавливать очень легкие зеркала и использовать имеющиеся в продаже оборудование и материалы, применять современные технологии массового производства, сократить

график производства и минимизировать его стоимость. При этом общая масса собранного зеркала может быть меньше, чем масса зеркала, собранного из полных оболочек [144, 145].

Процесс так называемой эпоксидной репликации впервые был предложен авторами работ [102, 146]. При эпоксидной репликации тонкий отражающий слой (золота или платины) наносится на заранее подготовленную стеклянную оправку. Затем тонкий ровный слой эпоксидной смолы наносится на предварительно отформованную алюминиевую подложку и/или оправку с покрытием. Алюминий выбран в силу низкой плотности, оптимального баланса между жесткостью и пластичностью, а также из-за возможности получения в виде больших тонких рулонов или листов с глянцевой отделкой. Оправка и подложка контактируют в вакууме, а затем — под атмосферным давлением. Как только эпоксидная смола застынет, сегмент зеркала отделяется от оправки. Таким образом, золотой/платиновый слой переносится на алюминиевую фольгу. Этот слой на внутренней стороне изогнутой фольги сохраняет гладкость оправки и становится рентгеновским отражателем. Сегмент обрезается до окончательной формы для установки в корпус зеркала; оправка очищается для повторного цикла репликации [144, 147, 148].

Эпоксидная репликация стала базовым подходом для изготовления зеркал из алюминиевой фольги (см. табл. 1). Первые зеркала с использованием эпоксидной репликации были построены для обсерватории миссии ASCA. Она состояла из четырех телескопов общей массой 39.3 кг, каждый диаметром 345 мм, с фокусным расстоянием 3.5 м. Каждый телескоп содержал по 120 вложенных алюминиевых оболочек [149].

5.2.4. Сегментированная репликация оседания. Тонкие стеклянные фольги успешно используются для создания сегментированного рентге-

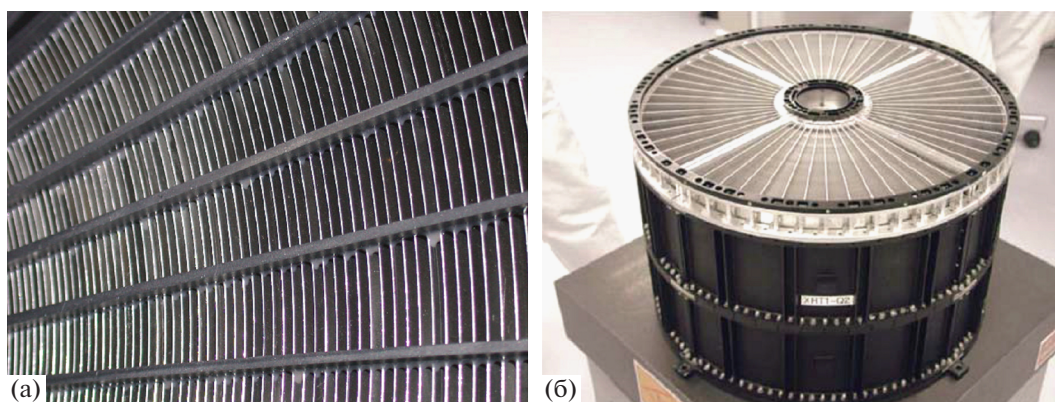


Рис. 9. а — участок входной апертуры зеркала, построенного по модульному принципу, среднее расстояние между оболочками составляет ~ 1 мм [147]; б — одно из четырех зеркал обсерватории Suzaku, состоящее из четырех модулей, диаметр апертуры составляет 40 см, высота — 22 см; зеркало состоит из 168-ми вложенных алюминиевых оболочек (по 42 в каждом модуле) и имеет массу 20 кг [81].

новского телескопа с большой эффективной площадью и хорошим угловым разрешением [150]. Тонкий и плоский лист стекла помещается над предварительно оптически отполированным шаблоном, затем применяется подходящий тепловой цикл. При достаточном нагреве стекло размягчается настолько, чтобы осесть на шаблон и адаптироваться к его форме. После остывания системы до комнатной температуры осевшая стеклянная оболочка извлекается из формы и покрывается соответствующим отражающим слоем [145, 151–156]. В зависимости от того, какая из сторон формируемого зеркала входит в контакт с шаблоном, возможны два подхода: прямой подход, при котором во время термического процесса оптическая поверхность зеркала соприкасается с шаблоном, и косвенный подход, при котором шаблон контактирует с обратной стороной зеркала [157]. Деформация стекла может либо проходить только под собственным весом (т.е. под действием силы тяжести), либо активно поддерживаться приложением дополнительных внешних сил. Последний вариант является прямым подходом, характеризующимся активным приложением давления. В этом случае обеспечивается полный контакт стекла с шаблоном, а также стекло приобретает форму поверхности с необходимой микрошероховатостью [158].

5.2.5. Модульная компоновка зеркальных сегментов. Будущая высокоэффективная оптика для рентгеновской астрономии неизбежно потребует сборки большого количества тонких зеркал с использованием модульного подхода. Такой модульный телескоп будет лучше соответствовать требованиям малой массы и эффективной площади. Однако недостаточно изготовить тонкие (0.2–0.5 мм) зеркальные сегменты настолько точно, насколько они соответствуют требованиям телескопа, необходимо установить их в корпус те-

лескопа независимо друг от друга с минимальными деформациями.

В рентгеновских телескопах с высокой эффективной площадью сбора неизменно используется интеграция большого числа тонких зеркальных сегментов в очень плотной компоновке [21, 147]. Наиболее практичным подходом при создании очень больших рентгеновских телескопов является концентрическое “гнездо” тонких зеркальных сегментов, объединенных в модули, которые затем объединяются в большой телескоп (рис. 9).

Оптические зеркальные элементы, будь то закрытые оболочки или зеркальные сегменты, прикреплены к опорной конструкции в отдельных точках. В большинстве случаев используется структура “паук”, к которой крепится оптический зеркальный элемент. Эти монтажные интерфейсы локализованы и представляют собой механическое зажатие или пятна клея. Возможность оптимизации условий юстировки и крепления зеркальных сегментов рассмотрена, например, в работах [159–163]. Изготовление подложек из монокристаллического кремния предоставило новую возможность получения рентгеновской оптики более высокого разрешения [143, 164–166]. Кремний был выбран в качестве материала зеркальных сегментов, потому что он имеет много преимуществ перед стеклом. Кремний намного жестче стекла (модуль Юнга кремния примерно равен 130–190 ГПа, тогда как стекла — 72 ГПа). Кремний обладает превосходными термическими свойствами: низким коэффициентом температурного расширения и теплопроводностью, которая на два порядка величины выше, чем у боросиликатного стекла. Низкий коэффициент температурного расширения кремния обеспечивает стабильность размеров зеркал для данного рабочего диапазона температуры, а хорошая теплопроводность важна для сохранения однородно-

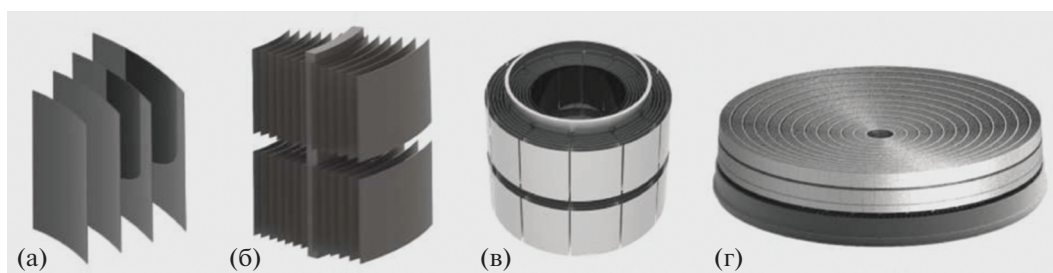


Рис. 10. Четыре этапа производства рентгеновского зеркала на примере сборки зеркала для обсерватории Lynx: **а** — изготовление 37492-х зеркальных кремниевых сегментов; **б** — интегрирование зеркальных кремниевых сегментов в 611 зеркальных модулей; **в** — объединение зеркальных модулей в 12 метаоболочек; **г** — интегрирование 12-ти метаоболочек в полную сборку [165, 166].

сти температур телескопа и множества зеркальных сегментов.

Другое важное преимущество монокристаллического кремния состоит в том, что его упорядоченная структура хорошо подходит для снятия напряжений после механической обработки. Это важное свойство позволяет использовать процесс механической обработки для точного изготовления зеркальной подложки [162]. Полный процесс изготовления монокристаллического кремниевго зеркала подробно описан в работе [167]. Процесс изготовления начинается со шлифовки блока монокристаллического кремния до получения конической формы оптической поверхности, приближающейся к параболической или гиперболической форме. Затем нарезанный сегмент протравливается во фтористоводородно-азотно-уксусном растворе для удаления любого повреждения кристаллической структуры, вызванного процессами резки и шлифовки, после чего полируется на цилиндрической полировальной машине в течение ~40 ч для достижения необходимой оптической формы и микрошероховатости. Затем сегмент покрывается слоем иридия толщиной 10 нм для повышения коэффициента отражения сегмента [120, 162].

Большие зеркальные сборки, предназначенные для будущих миссий, обычно делятся как радиально, так и азимутально на множество клиновидных модулей. Эта парадигма имеет то преимущество, что требует наличия множества идентичных модулей небольшого размера. Этапы модульной сборки рентгеновского зеркала показаны на рис. 10.

5.2.6. Концепция радиальной метаоболочки. Для создания рентгеновских телескопов следующего поколения была разработана концепция радиальной метаоболочки [85, 120, 168].

Метаоболочка состоит из кольцевой центральной конструктивной оболочкой, покрытой взаимосвязанными слоями зеркальных сегментов. Каждый сегмент зеркала изготовлен из монокристаллического кремния и опирается на четыре опоры, которые притерты и отполированы до

точной высоты (рис. 11). Для юстировки используется важное математическое свойство рентгеновского зеркала: четыре соответствующим образом расположенные опоры однозначно определяют его местоположение и ориентацию. Как только желаемая высота опоры будет достигнута, опоры и зеркало склеиваются эпоксидной смолой, после чего применяется акустическая вибрация, чтобы установить зеркало в его естественную и релаксированную конфигурацию. Этот процесс продолжается до тех пор, пока не образуется стопка тонких зеркал в десятки слоев. Окончательная конструкция состоит из нескольких собранных оболочек, съюстированных вместе для создания всей оптики рентгеновского телескопа (см. рис. 10в, 10г).

Реализация концепции метаоболочки обеспечивает возможность создания легкой и жесткой оптики с большой площадью сбора. Кроме того, метаоболочка имеет осевую симметрию, что упрощает взаимную юстировку нескольких метаоболочек при сборке зеркала.

Однако из-за реакции растяжения на обратной стороне зеркального сегмента эпоксидная смола может вызвать его изгиб и искажение [169]. Это приведет к деформации по всей поверхности сегмента, т.е. к ухудшению разрешения телескопа. Для уменьшения искажения от напряжения склеивания в работе [170] предлагается протравить канавку вокруг места склеивания, что приведет к ограничению деформированной области.

5.2.7. Кремниевая пористая оптика. В работах [23, 171–180] было показано, что кремниевая пористая оптика (к.п.о.) может быть использована в качестве новой технологии для создания высокоэффективных рентгеновских телескопов. Важными особенностями к.п.о. являются модульность, малая масса, хорошее угловое разрешение, механическая прочность и широкие возможности для массового производства. Процесс производства кремниевых пластин оптимизирован полупроводниковой промышленностью и обеспечивает оптические качества, достаточные для высокока-

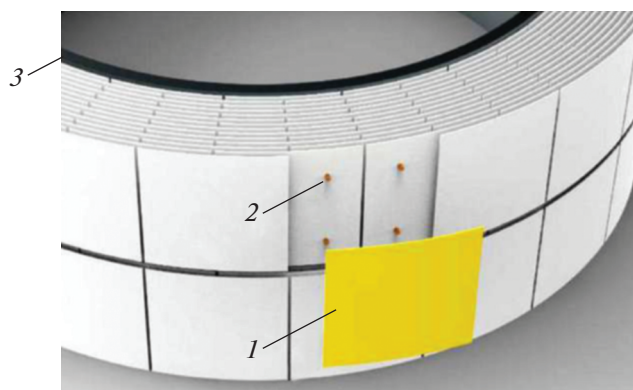


Рис. 11. Зеркальный сегмент (1), крепящийся на четырех стойках (2), завершающий сбор метаоболочки с перекрывающимися слоями зеркальных сегментов, прикрепленных к центральной структурной оболочке 3 [120].

чественной фокусировки рентгеновского излучения.

Форма поверхности зеркала, требуемая для оптики Вольтера I (или ее конического приближения), получается путем изгиба и укладки нескольких зеркал, как показано на рис. 12. Полированные кремниевые пластины прямоугольной формы имеют две основные функциональные части: мембрану, действующую как зеркало, и ребра для соединения нескольких пластин (рис. 12а), расстояние между которыми может быть уменьшено до 1 мм [180]. Одна из стенок каждой поры используется в качестве рабочей (отражающей) поверхности, а боковые стенки придают конструкции особую жесткость. Для улучшения отражательной способности зеркал их рабочая поверхность покрывается металлической пленкой. Пластины эластично изгибаются и укладываются друг на друга, образуя зеркальный блок к.п.о.

Важным моментом является то, что пластины соединены без какого-либо клея, а только посредством гидрофильного связывания активированных поверхностей. Затем, чтобы получить конфигурацию Вольтера I, два блока к.п.о. размещают друг за другом, юстируют и соединяют в зеркальный модуль к.п.о. (см. рис. 12б). Апертура рентгеновского телескопа заполняется сотнями зеркальных модулей. Пример с ~1000 зеркальных модулей к.п.о., распределенных по 20-ти кольцам с радиусами от 0.25 до 1.5 м, приведен на рис. 12в. Из-за тонкостенных пор, заключенных в жесткую структуру, к.п.о. компактна и очень легка.

Таким образом, жесткость конструкции может быть достигнута за счет монолитной пористой структуры оптических модулей, индивидуально съюстированных в оптический модуль, что позволит заменить подход к установке отдельных оболочек, используемый в более традиционных рентгенооптических технологиях. Это даст возможность значительно уменьшить толщину подложки и соответственно повысить плотность упаковки зеркальных оболочек, тем самым увеличив эффективную поверхность сбора без ущерба для жесткости оптики и точности формы. По сравнению с никелевой репликационной оболочкой технология к.п.о. снижает массу рентгеновской оптики на порядок [175].

5.2.8. Микроканальная оптика. Как правило, трудно обеспечить легкость конструкции рентгеновской фокусирующей оптики одновременно с ее высоким угловым разрешением, так как требование высокой точности формы вообще означает необходимость использования жестких и тяжелых зеркал. Один из наиболее перспективных подходов для устранения подобного “антагонизма” — использование микроканальных пластин (м.к.п.). Ширины отверстий в них настолько малы (20–100 мкм), что толщина подложки, т.е.

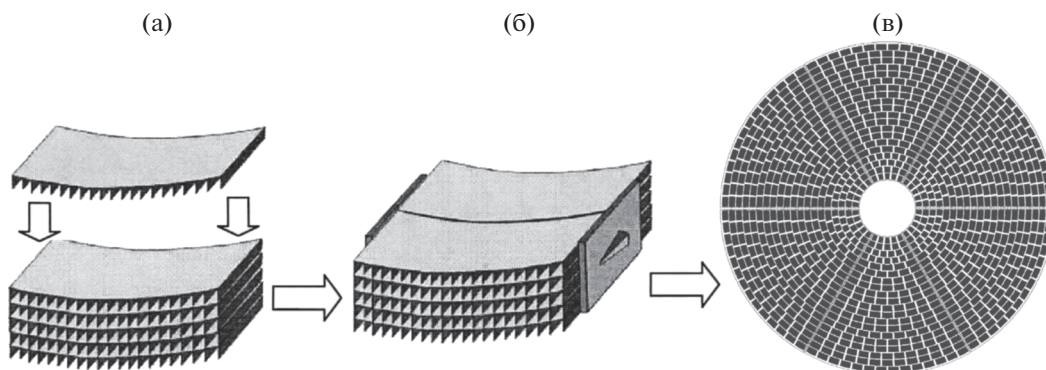


Рис. 12. Иллюстрация технологии изготовления кремниевой пористой оптики: а — изогнутые зеркальные пластины с ребрами жесткости, объединенные в зеркальные блоки; б — два блока к.п.о., соединенные скобами для формирования зеркального модуля [179]; в — конфигурация ячеек объектива телескопа, распределенных по 20-ти кольцам с радиусами от 0.25 до 1.5 м и предназначенных для размещения ~1000 зеркальных модулей к.п.о. [23].

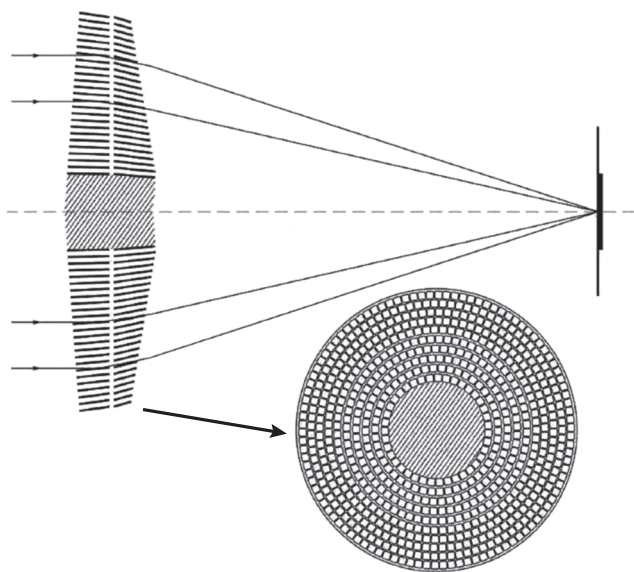


Рис. 13. Оптика Вольтера I или ее коническая аппроксимация, реализованная с использованием большого количества прямоугольных пор, расположенных концентрическими кругами вокруг сердечника [171].

длина зеркала, может быть небольшой, от сотен микрон до десятков миллиметров. В результате оптика с микропорами может быть более чем в десять раз легче традиционного рентгеновского телескопа на основе полированных или реплицированных зеркал. Таким образом, микропористая оптика при условии улучшения ее углового разрешения может быть использована для телескопов малой массы с большой эффективной площадью [181].

Существует два типа микропористой оптики. Один из них — оптика с м.к.п. из стекла. Она состоит из стекловолоконных трубок размером от десятка до сотен микрон [13]. Угловое разрешение достигает нескольких угловых минут. Второй тип — это так называемые микроэлектромеханические системы (м.э.м.с.) — рентгеновская оптика с использованием анизотропного влажного травления пластин кремния с ориентацией поверхности (110) [182]. Поскольку все они изготавливаются на основе литографии, доступны поры точной формы в масштабе 1 мкм. Этот тип микропористой оптики может быть самой легкой рентгеновской оптикой благодаря мелким порам большой плотности. Поскольку за один процесс травления можно одновременно изготовить ряд рентгеновских зеркал, технология отличается очень низкой себестоимостью.

Микроканальные пластины [171, 183–186] изготавливают из полированных стеклблоков, облицованных стеклом с более низкой температурой плавления. Блоки растягивают в тонкие во-

локна, которые объединяют в массив квадратного сечения, который снова вытягивают для формирования мультифибра. Для создания радиально упакованных м.к.п. мультифибры размещают концентрическими кольцами и сплавляют при высоких температуре и давлении для образования жгута. Заготовки м.к.п. толщиной несколько миллиметров нарезают из жгута, перед тем как растворимое стекло сердцевин вытравливают кислотой. В результате получают структуру микропор квадратного сечения, в которой стенки пор образованы стеклом облицовки. Микроканальные пластины покрывают тонким слоем элемента с высоким атомным числом Z (например, платиной, иридием и т.д.) для повышения эффективности. В зависимости от приложения оптике на основе м.к.п. может быть термическим путем придана сферическая форма определенного радиуса. Использование геометрии радиальной упаковки каналов в двух м.к.п., изогнутых с необходимыми радиусами кривизны каждая, позволяет сформировать коническое приближение оптики скользящего падения Вольтера I (рис. 13). Такая оптика может обеспечить большую эффективную площадь сбора при очень малой массе [183].

Реализация оптики на основе м.к.п. предполагалась в программе полета миссий *VepiColombo* [187] и *SVOM* [188]. Радиально упакованная оптика м.к.п. миссии *SVOM* с квадратными порами размером 20 мкм в коническом приближении геометрии Вольтера I, отвечающая всем научным требованиям, может обеспечить эффективную площадь сбора около 50 см² и функцию рассеяния точки лучше чем 3.7' (FWHM) на оптической оси. Фокусное расстояние составляет 1 м, что определяется радиусами кривизны 4 и 1.33 м соответственно передней и задней пластин тандемной пары м.к.п. Оптика диаметром 210 мм собрана из тандемных пар м.к.п., каждая из которых представляет собой сектор окружности. Танделы расположены в три кольца с разной толщиной (2.2 мм внутренняя, 1.3 мм средняя и 0.9 мм внешняя), чтобы приблизиться к профилю идеальной толщины, которая увеличивает пропускную способность телескопа за счет максимальной вероятности однократного отражения в каждой м.к.п. [188].

Микропористая оптика м.э.м.с., изготовленная методом глубокого реактивного ионного травления или рентгеновской литографии, гальванопластики и литья (LIGA — Lithographic, Galvanoformung, Abformung), “страдает” высокой шероховатостью боковых стенок микроканалов (10–30 нм). Для улучшения характеристик трехмерных микроструктур м.э.м.с. в работе [189] было предложено комбинированное использование процессов сухого и анизотропного влажного травления [182] кремниевой микроканальной рентгеновской оптики: сухого — для придания микроструктуре требуемой

оптической формы, анизотропного влажного — для получения гладких стенок каналов.

Для уменьшения шероховатости стенок каналов авторами работы [190] рассмотрен метод водородного отжига. Обычно эта техника используется для уменьшения беспорядка и внутреннего напряжения в кремниевой пластине [191]. За счет применения водородного отжига при температуре 1000–1300°C атомы кремния на поверхности спонтанно перемещаются, и это минимизирует поверхностный потенциал. Среднеквадратичная шероховатость поверхности после водородного отжига может быть чрезвычайно мала (порядка 0.1 нм).

В работах [192, 193] описан процесс сверхточной полировки до шероховатости < 3 нм с использованием переменного магнитного поля. Основным фактором, определившим успех полировки, являлось воздействие абразивных частиц на заготовку силой магнитного поля. Было обнаружено, что процесс в основном контролируется частотой колебаний и напряженностью магнитного поля.

Для изготовления оптики Вольтера I, очевидно, следует изогнуть м.к.п. в зеркальный блок и соединить две пластины с разными радиусами кривизны. Однако в случае кремниевой структуры упругая деформация затруднена из-за хрупкости и жесткости кремния. В этом случае возможно использование технологии горячей пластической деформации кремния. Монокристаллическую кремниевую пластину можно пластически деформировать в трехмерную форму путем помещения пластины между вогнутым и выпуклым штампами при высокой температуре ($> 700^\circ\text{C}$) [194]. Теоретический предел углового разрешения D_h новой рентгеновской оптики м.э.м.с. возникает в результате дифракции рентгеновских лучей внутри поры: $D_h \sim \lambda/d$ (d — размер поры) [190, 195].

6. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОПТИКИ КИРКПАТРИКА–БАЕЗА В РЕНТГЕНОВСКИХ ТЕЛЕСКОПАХ

В качестве альтернативы инструментам на основе оптики Вольтера I авторы работы [196] предложили несколько конфигураций телескопа Киркпатрика–Баеза (К.–Б.), которые могут найти применение для астрономических наблюдений, таких как съемки с высокой чувствительностью, фотометрия и некоторые виды спектроскопии, где наиболее важным фактором является не высокое угловое разрешение, а большая эффективная приемная площадь. В космосе оптика К.–Б. впервые использовалась на ракетах на ранних стадиях развития рентгеновской астрономии [197].

Оптика К.–Б. предлагает средства визуализации мягких рентгеновских лучей со скромным разрешением и полем зрения в несколько угло-

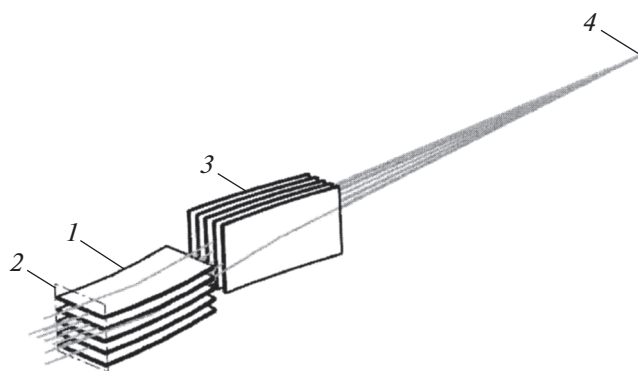


Рис. 14. Принципиальная схема сегментированной оптической системы Киркпатрика–Баеза. 1, 3 — зеркальные модули; 2 — приемная площадь системы Киркпатрика–Баеза; 4 — фокус [198].

вых минут при стоимости оптики значительно ниже, чем обычной конструкции Вольтера I. Такая недорогая система может быть полезна для специализированного наблюдения астрономических рентгеновских источников с орбиты в течение длительного времени.

Для астрофизических применений с целью увеличения площади сбора, аналогично оптике Вольтера I, используется сегментированная оптическая система К.–Б., состоящая из двух скрещенных модулей, каждый из которых представляет собой стопку тонких параболических зеркал (рис. 14).

О первой попытке создания астрономического модуля К.–Б. было сообщено в работе [199]. Авторы построили тестовый модуль К.–Б., который состоял из 94-х кремниевых пластин диаметром 150 мм и толщиной 0.72 мм.

Рентгеновская оптика К.–Б. представляет собой перспективную альтернативу широко используемой системе зеркал Вольтера I в основном из-за менее дорогого производства (нет необходимости в дорогих оправках, возможно использование имеющихся в продаже деталей, таких как кремниевые пластины, и т. д.).

Оптический модуль К.–Б. обеспечивает хороший компромисс между большой приемной апертурой, достаточно хорошим угловым разрешением, большим полем зрения, низкой стоимостью и легкостью изготовления. Основные преимущества геометрии К.–Б. состоят в том, что все отражатели идентичны и каждый отражатель функционирует независимо. Проблема создания хорошего зеркала сводится к двум задачам: обеспечение массового производства тонких, легких и жестких пластин, а также формирование соответствующей параболической кривизны для каждой пластины [200]. Сегментация зеркальных поверхностей чрезвычайно важна не только для производства

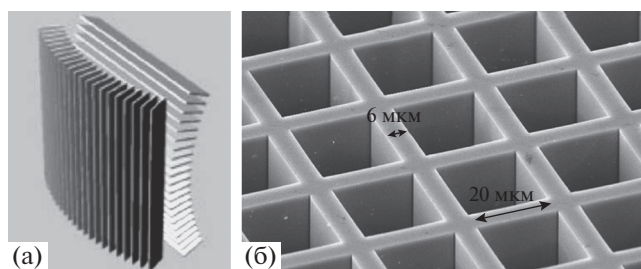


Рис. 15. Принцип оптики “глаза лобстера” в геометрии Шмидта (а); изображение микропор, полученное с использованием сканирующей электронной микроскопии [183] (б).

зеркальных пластин, но и для поддержания массы больших телескопов в разумных пределах [201], т.е. зеркальные сегменты модулей К.—Б. должны быть тонкими и легкими [202]. Недавние успехи в создании кремниевых и стеклянных пластин [203, 204] делают сегментированную оптику К.—Б. перспективной для оснащения ею современных рентгеновских телескопов [198, 205, 206]. Изготовление компонентов оптики К.—Б. менее трудоемко и менее дорого по сравнению с оптикой Вольтера I [206, 207].

Активная рентгеновская оптика должна быть очень эффективной также в случае оптики К.—Б. С помощью пьезоэлектрических контроллеров, действующих только в одном измерении, можно последовательно оптимизировать форму каждого зеркала. Первый и второй модули могут быть настроены независимо, а затем соединены с довольно мягкими допусками [208].

Телескоп К.—Б. можно удобно разделить на модули практически любого размера. Для каждой половины телескопа необходима точность изготовления формы только в одном измерении. Юстировка двух ортогональных сечений не критична, поэтому она может быть сделана независимо, а это не создаст много сложностей в процессе окончательной сборки. Для малых углов внеосевое разрешение телескопа К.—Б. изменяется линейно с углом, тогда как для оптики Вольтера I оно изменяется как квадрат угла.

7. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОПТИКИ “ГЛАЗА ЛОБСТЕРА” В РЕНТГЕНОВСКИХ ТЕЛЕСКОПАХ

Мониторинг больших областей неба представляет особый интерес в рентгеновской астрономии из-за сильной изменчивости во времени большинства источников рентгеновского излучения. Ожидается, что широкопольные рентгеновские телескопы с фокусирующей оптикой станут важным инструментом в будущих проектах космической астрономии. Широкопольная рентге-

новская оптика была предложена в 70-е годы Шмидтом [209] и Энджелом [210]. Эта оптика дает прекрасную возможность получить очень широкое поле зрения (1000 квадратных градусов и более), в то время как широко используемые классические зеркала скользящего падения Вольтера ограничены примерно 1° [17].

Двумерная система Шмидта схожа с оптикой К.—Б., но состоит не из двух ортогональных стопок изогнутых зеркальных фольг, а из стопок плоских фольг, расположенных веером по периметру двух цилиндров с радиусами R_1 , R_2 (рис. 15а). Оптику Энджела можно рассматривать как особый случай системы Шмидта, где обе стопки зеркал лежат в том же положении, но имеют одинаковые радиусы $R_1 = R_2 = R$, т.е. образуют квадратные поры (рис. 15б).

Оптику Энджела принято называть оптикой “глаза лобстера”. Дело в том, что глаза у омаров и других ракообразных (креветок, раков и т.д.) устроены иначе, чем у большинства других животных: они не преломляют, а отражают падающий на них свет. Этот же принцип использован и в оптике Энджела, где для фокусировки света используются не линзы, каковыми являются хрусталики глаз высших позвоночных, а множество крошечных каналов с отражающими внутренними стенками и почти идеальным квадратным сечением, расположенных на сферической поверхности “глаза лобстера”. Такая система обладает чрезвычайно высокой светочувствительностью, практически недостижимой при использовании обычных линз [211].

Особый интерес к оптике “глаза лобстера” в геометрии Энджела (г.л.Э.) проявили астрофизики [14, 16, 17, 212–216].

Зеркало г.л.Э. представляет собой микроканальную пластинку, расположенную на сфере с радиусом R (рис. 16а). Однако, в отличие от рассмотренной выше оптики м.к.п. и м.э.м.с., в которых фокус образуют однократно отраженные в каждой пластинке рентгеновские лучи, в оптике г.л.Э. фокус формируется лучами, последовательно отраженными от соседних (ортогональных) стенок канала. Эти лучи концентрируются на фокальной поверхности радиусом $R/2$. Линза г.л.Э. генерирует крестообразную функцию рассеяния точки (PSF) с “ветвями”, возникающими в результате отражений фотонов от одной стенки канала. В результате структура фокуса представляет собой яркое пятно с более слабым крестом и гораздо менее интенсивным диффузным фоном (рис. 16б).

Недостаток оптики г.л.Э. — необходимость в формирующих изображении детекторах большого размера, устанавливаемых на фокальной поверхности.

Геометрическое угловое разрешение $\Delta\theta_g$ можно оценить как отношение размера канала d к фокусному расстоянию F ($F = R/2$):

$$\Delta\theta_g = 2d/R. \quad (5)$$

Наконец, поле зрения FoV объектива с $N \times N$ каналами определяется диапазоном углов, который формируется всеми каналами [217]:

$$\text{FoV} \approx N(2d/R) = N\Delta\theta_g. \quad (6)$$

Размер поля зрения зависит только от угловых размеров сферической оптики и детектора. Если оптика и детектор покрывают полусферу, то поле обзора — все небо. Поэтому такая оптика идеально подходит для очень широкого применения в астрономии, несмотря на низкую разрешающую способность.

Если параллельный пучок падает на линзу г.л.Э., то апертура ограничена квадратом со стороной, равной $2R\theta_c$. В этом случае самая большая достижимая эффективная область равна [217]

$$(A_{\text{eff}})_{\text{max}} = 4(R\theta_c)^2. \quad (7)$$

Чтобы получить максимально эффективное поле зрения, требуется $\theta_c \approx (180/\pi)(2^{3/2} + 1)d/L$ градусов (L — осевая длина канала), поэтому при использовании материала покрытия высокой плотности, такого как иридий, при энергии фотонов 1 кэВ оптимальное соотношение $L/d = 50$. Обычно производятся микрокапиллярные пластинки со стандартными размерами пор 20 или 40 мкм, так что толщина пластин находится в диапазоне 1–2 мм.

В работе [218] были выявлены все существенные aberrации, которые ограничивают характеристики оптики с квадратными порами м.к.п., используемых в качестве рентгеновской оптики г.л.Э. Существуют три собственные aberrации, связанные с геометрией г.л.Э., которые ограничивают угловое разрешение. Сферическая aberrация дает угловое разрешение $\Delta\theta_s = 2^{5/2}(d/L)^3$, геометрический размер пор ограничивает угловое разрешение до $\Delta\theta_g = d/F$, а дифракция — до $\Delta\theta_d = 2\lambda/d$. Использование оптимального отношения $L/d = 50$ определяет предел сферической aberrации как $\Delta\theta_s \approx 9''$. При отсутствии внешних aberrаций будет получено максимальное угловое разрешение, если размер пор выбран таким, чтобы геометрические и дифракционные пределы были равны. В этом случае требуется выполнение условия $d = (2\lambda F)^{1/2}$, что дает $\Delta\theta_g = \Delta\theta_d = (2\lambda/F)^{1/2}$. При $E = 1$ кэВ, $F = 1$ м и $d = 50$ мкм имеем $\Delta\theta_g = \Delta\theta_d = 10''$. Если объединить сферические, геометрические и дифракционные пределы, то получим собственное угловое разрешение при 1 кэВ $(\Delta\theta_g^2 + \Delta\theta_d^2 + \Delta\theta_s^2)^{1/2} = \Delta\theta_i \approx 17''$. Повторяя этот расчет для $F = 0.3$ м и используя ту же самую величину L/d , получим опти-

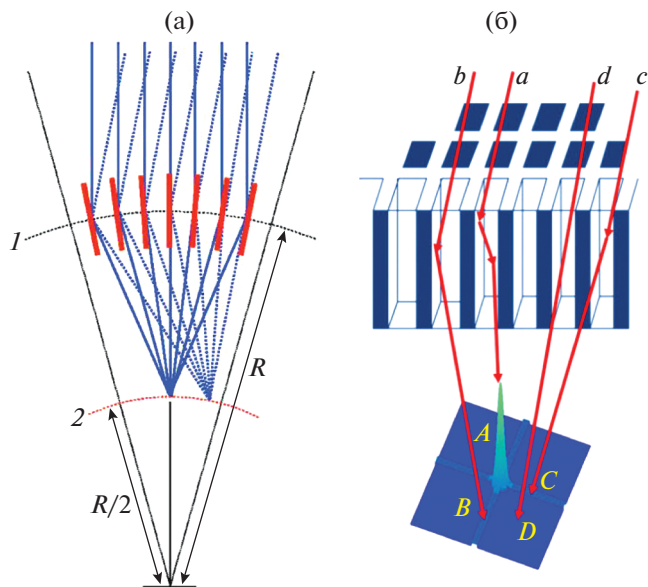


Рис. 16. а — схема оптики “глаза лобстера” в геометрии Энджеля: 1 — рентгеновские зеркальные ячейки, установленные на изогнутой сферической поверхности с радиусом R , 2 — фокальная поверхность на фокусном расстоянии $R/2$; рентгеновское излучение от разных положений источников на небе фокусируется в разных местах фокальной поверхности [215]; б — формирование крестообразной функции рассеяния точки (PSF): лучи a , отраженные от двух ортогональных стенок канала, образуют фокус; лучи b и c , отраженные только от одной стенки, фокусируются в линию B и C , проходящую через двумерный фокус; а лучи d , не претерпевшие отражения, формируют фон (область D) [216].

мальный размер пор $d = 27$ мкм, $\Delta\theta_g = \Delta\theta_d = 19''$ и общий предел углового разрешения $\Delta\theta_i = 28''$.

Размер d пор доступных стеклянных м.к.п. хорошо согласован с пределами оптимального углового разрешения геометрии г.л.Э. для рентгеновского телескопа в энергетическом диапазоне 0.1–10 кэВ. Оптические элементы могут быть изготовлены толщиной L в диапазоне 0.9–4 мм, что дает оптимальное значение отношения $L/d \sim 50$ для эффективной рентгенографии в том же диапазоне энергии. При формировании изображений в узком поле зрения ($F > 1$ м) предел собственного углового разрешения составит $10''$ – $20''$, а для более коротких фокусных расстояний, более подходящих для приложений, требующих широкого поля зрения, предел будет находиться в диапазоне $20''$ – $30''$ [218].

Угловое разрешение также в значительной степени зависит от производственных ошибок и внешних факторов. Поэтому ряд работ был посвящен оптимизации оптических характеристик линзы г.л.Э. [215–217, 219–221]. Например, авторы работы [219] предложили способы оптимизации технологии подготовки и вытяжки стекла,

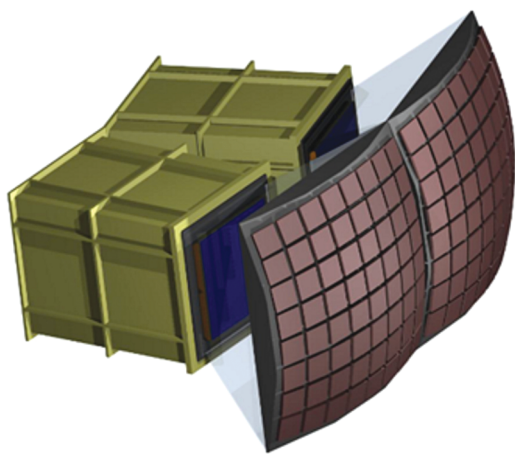


Рис. 17. Общий вид двух из четырех модулей оптики “глаза лобстера” в геометрии Энджела сканера SXI миссии THESEUS [227] (см. текст).

контроля производственных процессов и метрологии, провели усовершенствование процессов укладки волокон, травления сердцевины стекла и термоосаждения м.к.п., а также методов покрытия стенок каналов отражающей пленкой. Для улучшения углового разрешения в работе [221] было рекомендовано применять терморегулирование оптики г.л.Э.

Оптическая система г.л.Э. была использована в нескольких научных миссиях, нацеленных на мониторинг всего неба: Lobster-ISS [18], AXIOM [222], STORM [223, 224], SMILE [225], SVOM [226], THESEUS [227].

Миссия THESEUS разработана для расширенного изучения высокоэнергетических переходных явлений на протяжении всей космической истории. Ее движущие научные цели направлены на поиск ответов на несколько фундаментальных вопросов современной космологии и астрофизики. Мягкий рентгеновский сканер SXI миссии, покрывающий энергетическую область 0.3–6 кэВ, содержит набор из четырех рентгеновских модулей оптики г.л.Э. с общим полем зрения 1 ср и с точностью определения местоположения источника 0.5'–1'. Апертура оптики образована массивом из 8×8 м.к.п. с квадратными порами площадью 40×40 мм² каждая (рис. 17). Микроканальные пластинки установлены на сферической рамке с радиусом кривизны 600 мм. Фокальная плоскость каждого модуля сканера представляет собой сферическую поверхность с радиусом кривизны 600 мм, расположенную на расстоянии 300 мм (фокусное расстояние) от апертуры оптики. Детекторы для каждого модуля состоят из массива 2×2 широкоформатных детекторов, наклоненных таким образом, чтобы приблизиться к сферической фокальной поверхности. Размер каждой п.з.с.-матрицы состав-



Рис. 18. Изображение Солнца в видимом свете, полученное с помощью миниобъектива “глаза лобстера” в геометрии Шмидта [229].

ляет 81.2×67.7 мм, размер пикселя 18 мкм, количество пикселей на п.з.с. — 4510×3758 .

Создание небольших и легких оптических модулей имеет решающее значение для развития малых спутников, предназначенных для мониторинга всего неба в режиме реального времени. Поэтому появилось большое количество работ (например, [228–236]), в которых рассматривается возможность использования оптики “глаза лобстера” в геометрии Шмидта (гл.Ш.) в различных масштабах, включая размеры и фокусные расстояния, приемлемые для спутников нанокласса. Были разработаны, построены и испытаны линзы Шмидта — от очень маленьких (30×30 мм²) до больших (300×300 мм²) [228] (рис. 18).

Оптика г.л.Ш. может обеспечить большое поле зрения, до 100 квадратных градусов. Но наноразмерный спутник, похоже, не сможет осуществлять мониторинг всего неба с приемлемой чувствительностью. Однако такой спутник может быть наведен на конкретную область неба с большим количеством источников [237].

Одним из таких малых спутников семейства CubeSat является VZLUSAT-1. Размер этого спутника составляет $100 \times 100 \times 230$ мм. VZLUSAT-1 оснащен одномерной оптикой г.л.Ш., которая представляет собой упрощенную версию двумерной модели. Она состоит из 50-ти стеклянных фольг, которые покрыты золотом с обеих сторон для отражения рентгеновских лучей. Апертура составляет 29×19 мм, а фокусное расстояние — 250 мм. Излучение собирается с поля зрения 3° , поэтому телескоп считается широкоугольным по сравнению с другими космическими телескопами. Кодированная маска в виде тонкого вольфрамового стержня расположена перед оптикой, чтобы локализовать положение наблюдаемого объекта во втором измерении [231, 232].

В отличие от VZLUSAT-1, каждый подмодуль двумерной рентгеновской оптики г.л.Ш. системы REX состоит из 55-ти кусочков тонкой плоской стеклянной фольги (толщиной 0.34 мм), распо-

женных так, чтобы фокусное расстояние было ~ 1 м. Внешние размеры модуля составляют примерно $80 \times 80 \times 170$ мм [235].

Оптика г.л.Ш. для демонстратора CubeSat рассчитана на диапазон энергий от 500 эВ до 30 кэВ. Прибор предполагает ориентацию и стабилизацию в пространстве для наблюдения области неба $6^\circ \times 6^\circ$ с разрешением лучше $5''$ – $9''$. Режим сканирования предназначен для мониторинга переходных процессов и эруптивных триггеров, таких как переходные процессы рентгеновского излучения, вспышки сверхновых и/или послесвечение вспышек гамма-излучения [236].

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ. ВЫВОДЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ

За последние три десятилетия оптика для фокусировки мягкого рентгеновского излучения, используемая в астрономии, добилась больших успехов: созданы широкоугольные инструменты на основе оптики “глаза лобстера” для мониторинга всего неба, а также телескопы Вольтера различных модификаций с хорошим угловым разрешением и большой эффективной площадью сбора данных.

В астрофизике существуют важные научные проблемы, которые можно решить только с помощью рентгеновских телескопов с микросекундным угловым разрешением. Угловое разрешение зависит от многих факторов: аббераций, шероховатости поверхности зеркала, точности воспроизведения его формы и точности юстировки оптических узлов телескопа.

Абберации могут быть лимитированы использованием модификаций схемы Вольтера I, например геометрии Вольтера–Шварцшильда, в будущих миссиях STAR-X, AXIS, ATHENA, X-ray Surveyor.

Одна из проблем, возникающих при создании будущих рентгеновских телескопов, заключается в ограничениях по массе ракет-носителей, используемых для вывода обсерватории на орбиту. Монолитная оптика, обеспечивающая отличное угловое разрешение ($0.5''$ для телескопа миссии Chandra) за счет высокого качества поверхности зеркала, тяжелая и поэтому может содержать только ограниченное количество вложенных зеркальных оболочек, что лимитирует эффективную площадь сбора телескопа. Конструкция оптической системы на основе тонких легких зеркальных оболочек (в телескопах миссий XMM-Newton, Swift, eROSITA, SAX, CAST, FOXSI, ART-XC, MiXO) подходит, в частности, для получения большой области сбора, потому что плотное вложение большого количества оболочек позволяет обнаруживать дальние и слабые источники рентгеновского излучения. Однако тонкие зеркальные корпуса более подвержены деформациям, и поэтому более высокая плотность вложенных оболочек

всегда достигается за счет точности фокусировки. Аналогичные проблемы испытывают оптические системы, использующие, например, стеклянные зеркальные сегменты (оптика миссий Constellation-X, IXO, X-ray Surveyor, SMART-X, Generation-X). Поэтому коррекцию формы зеркал телескопов миссий X-ray Surveyor, SMART-X и Generation-X предполагается осуществлять с помощью активной рентгеновской оптики. Использование кремниевых подложек в таких будущих миссиях, как ATHENA, Arcus, STAR-X, Lynx, также считается перспективным для получения углового разрешения, которое определяется только дифракционными эффектами.

Изготовление, юстировка и установка зеркал для получения дифракционно-ограниченных изображений представляет собой серьезную проблему. В частности, требуется согласование длин оптического пути в телескопе с точностью до долей длины волны. Но даже если длины оптического пути для всех оболочек в телескопе Вольтера I были бы согласованы, для того чтобы все оболочки были конфокальными, углы скольжения должны быть порядка 1 мкрад. В отличие от конструкции Вольтера I, конструкция Вольтера II допускает большое фокусное расстояние, которое слабо зависит от угла скольжения. В качестве примера в работе [238] представлены две компактные конструкции телескопов скользящего падения в геометрии Вольтера II с вложенными зеркальными оболочками для получения дифракционно-ограниченных рентгеновских изображений: конструкция телескопа с угловым разрешением $0.014''$ и эффективной площадью 2.9 м^2 при энергии фотонов 5 кэВ, а также телескоп меньшего размера с разрешением $0.525''$ и эффективной площадью 645 см^2 при 1 кэВ.

Поскольку отношение фокусного расстояния к диаметру апертуры для рентгеновского телескопа с дифракционным ограничением чрезвычайно велико ($\sim 10^5$), вероятно, потребуется два космических аппарата, летящих строем на расстоянии сотен километров друг от друга, один из которых будет нести оптический модуль, а другой – детектор. Несмотря на то что существует множество проблем для получения рентгеновских изображений с микросекундным угловым разрешением, не обнаружено никаких фундаментальных препятствий для его осуществления [238].

Таким образом, руководствуясь новейшими достижениями в области изготовления зеркал и метрологии, научное сообщество продвигается к заветной цели — получению легкой оптики с большой эффективной площадью сбора и угловым разрешением $< 0.1''$. Следует ожидать, что в этом движении оптика Киркпатрика–Баеза, занимая свою нишу в рентгеновской оптике скользящего падения, также примет активное участие.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по государственному заданию ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ СОКРАЩЕНИЯ

К.—Б. — оптическая система Киркпатрика—Баеза
FoV — поле зрения
В.—Ш. — оптическая система Вольтера—Шварц-
шильда
HPD — функция рассеяния точки
HEW — ширина половинной энергии
к.п.о. — кремниевая пористая оптика
м.к.п. — микроканальная пластина
м.э.м.с. — микроэлектромеханическая система
г.л.Э. — оптика “глаза лобстера” в геометрии Энджела
г.л.Ш. — оптика “глаза лобстера” в геометрии
Шмидта

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Trumper I., Hallibert P., Arenberg J.W., Kunieda H., Guyon O., Stahl H.P., Kim D.W.* // *Adv. Opt. Photon.* 2018. V. 10. P. 644. <https://doi.org/10.1364/AOP.10.000644>
2. *Muuetm A.* Оптика мягкого рентгеновского излучения. М.: Мир, 1989.
3. *Marshall F.J.* // *Rev. Sci. Instrum.* 2012. V. 83. P. 10E518. <https://doi.org/10.1063/1.4734037>
4. *Dyson J.* // *Proc. Phys. Soc. London Sect. B.* 1952. V. 65. P. 580.
5. *Hignette O., Rostaing G., Cloetens P., Rommeveaux A., Ludwig W., Freund A.K.* // *Proc. SPIE.* 2001. V. 4499. P. 105. <https://doi.org/10.1117/12.450227>
6. *Aschenbach B.* // *Rep. Prog. Phys.* 1985. V. 48. P. 579.
7. *Suzuki Y., Uchida F.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1992 V. 63. P. 578. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/463/1/012019>
8. *Kirkpatric P., Baez A.V.* // *J. Opt. Soc. Am.* 1948. V. 38. P. 766.
9. *Mimura H., Matsuyama S., Yumoto H., Hara H., Yamamura K., Sano Y., Shibahara M., Endo K., Mori Y., Nishino Y., Tamasaku K., Yabashi M., Ishikawa T., Yamauchi K.* // *Jpn. J. Appl. Phys.* 2005. V. 44. P. 539. <https://doi.org/10.1143/JJAP.44.L539>
10. *Abbe E.* // *Jenaisch. Ges. Med. Naturw.* 1878. P. 129.
11. *Wolter H.* // *Ann. Phys. B.* 1952. 10. P. 94.
12. *Lemaitre G.R.* // *Proc. SPIE.* 2008. V. 7011. P. 701110. <https://doi.org/10.1117/12.787798>
13. *Wilkins S., Stevenson A., Nugen K.T., Chapman H., Steenstrup S.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1989. V. 60. P. 1026. <https://doi.org/10.1063/1.1140312>
14. *Chapman H.N., Nugent K.A., Wilkins S.W.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1991. V. 62. P. 1542. <https://doi.org/10.1117/12.34835>
15. *Fraser G.W., Lees J.E., Pearson J.F., Sims M.R., Roxburgh K.* // *Proc. SPIE.* 1992. V. 1546. P. 41. <https://doi.org/10.1117/12.51224>
16. *Kaaret P., Geissbuhler P., Chen A., Glavinias E.* // *Appl. Opt.* 1992. V. 31. P. 7339. doi <https://doi.org/10.1364/AO.31.007339>
17. *Priedhorsky W.C., Peele A.G., Nugene K.A.* // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 1996. V. 279. P. 733. <https://doi.org/10.1093/mnras/279.3.733>
18. *Fraser G.W., Brunton A.N., Bannister N.P., Pearson J.F., Ward M., Stevenson T.J., Watson D.J., Warwick B., Whitehead S., O'Brian P., White N., Jahoda K., Black K., Hunter S.D., Deines-Jones P. et al.* // *Proc. SPIE.* 2002. V. 4497. P. 115. <https://doi.org/10.1002/asna.200310067>
19. *Spiga D.* Development of multilayer-coated mirrors for future X-ray telescopes. Ph.D. Università deli Studi Milano Bicocca, 2005. <https://doi.org/10.13140/RG.2.2.34002.81602>
20. *van Speybroeck L.P., Chase R.C.* // *Appl. Opt.* 1972. V. 11. P. 440. <https://doi.org/10.1364/AO.11.000440>
21. *O'Dell S.L., Brissenden R.J., Davis W.N., Elsner R.F., Elvis M.S., Freeman M.D., Gaetz T., Gorenstein P., Gubarev M.V., Jerius D., Juda M., Kolodziejczak J.J., Murray S.S., Petre R., Podgorski W. et al.* // *Proc. SPIE.* 2010. V. 7803. P. 78030H. <https://doi.org/10.1117/12.862315>
22. *Spiga D.* // *Proc. SPIE.* 2007. V. 6688. P. 66880K. <https://doi.org/10.1117/12.734854>
23. *Wille E., Bavdaz M.* // *Acta Astronautica.* 2015. V. 116. P. 50. <https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2015.06.011>
24. *Saha T.T., McClelland R.S., Zhang W.W.* // *Proc. SPIE.* 2014. V. 9144. P. 914418. <https://doi.org/10.3788/COL201513.111101>
25. *Spiga D.* // *Astron. & Astrophys.* 2011. V. 529. P. A18. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201116430>
26. *Saha T.T.* // *Proc. SPIE.* 1986. V. 640. P. 10. <https://doi.org/10.1117/12.964352>
27. *Saha T.T.* // *Appl. Opt.* 1987. V. 26. P. 658. <https://doi.org/10.1364/AO.26.000658>
28. *Saha T.T.* // *Appl. Opt.* 1988. V. 27. P. 1492. <https://doi.org/10.1117/12.942190>
29. *Cash W., Shealy D.L., Underwood J.* // *Proc. SPIE.* 1979. V. 184. P. 228. <https://doi.org/10.1117/12.957455>
30. *Turner M.J.L., Abbey A., Arnaud M., Balasini M., Barbera M., Belsole E., Bennie P.J., Bernard J.P., Bignami G.F., Boer M., Briel U., Butler I., Cara C., Chabaud C., Cole R. et al.* // *Astron. & Astrophys.* 2001. V. 365. P. L27. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20000087>
31. *Schwarzschild K.* // *Abh. Wiss. Göttingen. B.* 1905. IV № 2.
32. *Wolter H.* // *Ann. Phys.* 1952. B. 10. P. 286.
33. *Chase R.C., van Speybroeck L.P.* // *Appl. Opt.* 1973. V. 12. P. 1042. <https://doi.org/10.1364/AO.12.001042>
34. *Nariai K.* // *Appl. Opt.* 1987. V. 26. P. 4428. <https://doi.org/10.1364/AO.26.004428>

35. *Nariai K.* // Appl. Opt. 1988. V. 27. P. 345.
<https://doi.org/10.1364/AO.27.000345>
36. *Harvey J.E., Thompson P.L.* // Proc. SPIE. 1999. V. 3766. P. 173.
<https://doi.org/10.1117/12.363634>
37. *Werner W.* // Appl. Opt. 1977. V. 16. P. 764.
<https://doi.org/10.1364/AO.16.000764>
38. *Burrows C.J., Burg R., Giacconi R.* // Astrophys. J. 1992. V. 392. P. 760.
<https://doi.org/10.1086/171479>
39. *Conconi P., Campana S.* // Astron. & Astrophys. 2001. V. 372. P. 1088.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361:20010584>
40. *Conconi P., Campana S., Tagliaferri G., Pareschi G., Citterio O., Cotroneo V., Proserpio L., Civitani M.* // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2010. V. 405. P. 877.
<https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16513.x>
41. *Elsner R.F., O'Dell S.L., Ramsey B.D., Weisskopf M.C.* // Proc. SPIE. 2010. V. 7732. P. 77322L.
<https://doi.org/10.1117/12.856420>
42. *Petre R., Serlemitsos P.J.* // Appl. Opt. 1985. V. 24. P. 1833.
<https://doi.org/10.1364/AO.24.001833>
43. *Koglin J., Chen C.M.H., Chonko J.C., Christensen F., Craig W., Decker T.R., Hailey C., Harrison F., Jensen C., Madsen K., Pivovarov M., Stern M., Windt D., Ziegler E.* // Proc. SPIE. 2004. V. 5488. P. 856867.
<https://doi.org/10.1117/12.552470>
44. *Chen S., Ma S., Wang Z.-S.* // Chin. Opt. Lett. 2016. V. 14. P. 123401.
<https://doi.org/10.3788/COL201614.123401>
45. *Liao Y., Shen Z., Wang Z.-S.* // J. Astron. Telesc. Instrum. Syst. 2019. V. 5. P. 014004.
<https://doi.org/10.1117/1.JATIS.5.1.014004>
46. *DeRoo C.T., Allured R., Cotroneo V., Hertz E., Marquez V., Reid P.B., Schwartz E.D., Vikhlinin A.A., Troler-McKinstry S., Walker J., Jackson T.N., Liu T., Tendulkar M.* // J. Astron. Telesc. Instrum. Syst. 2018. V. 4. P.019004.
<https://doi.org/10.1117/12.2275210>
47. *Windt D.L., Conley R.* // Proc. SPIE. 2015. V. 9603. P. 96031H.
<https://doi.org/10.1117/12.2188135>
48. *Gaskin J., Weisskopf M., Vikhlinin A., Tananbaum H., Bandler S., Bautz M., Burrows D., Falcone A., Harrison F., Heilmann R., Heinz S., Hopkins R., Kilbourne C., Kouveliotou C., Kraft R. et al.* // Proc. SPIE. 2015. V. 9601. P. 96010J.
<https://doi.org/10.1117/12.2190837>
49. *Kilaru K., Ramsey B.D., Atkins C.* // Proc. SPIE. 2017. V. 10399. P. 103991F.
<https://doi.org/10.1117/12.2275503>
50. *Civitani M., Ghigo M., Hołyszko J., Vecchi G., Basso S.* // Proc. SPIE. 2016. V. 9905. P.990578.
<https://doi.org/10.1117/12.2233821>
51. *Yamada J., Matsuyama S., Sano Y., Yamauchi K.* // Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. P. 093103.
<https://doi.org/10.1063/1.4929323>
52. *Chalifoux B.D., Heilmann R.K., Schattenburg M.L.* // Proc. SPIE. 2014. V. 9144. P.91444D.
<https://doi.org/10.1117/12.2056512>
53. *Chalifoux B.D., Yao Y., Woller K.B., Heilmann R.K., Schattenburg M.L.* // Opt. Express. 2019. V. 27. 11182.
<https://doi.org/10.1364/OE.27.011182>
54. *Reid P.B., Aldcroft T.L., Allured R., Cotroneo V., Johnson-Wilke R.L., Marquez V., McMuldach S., O'Dell S.L., Ramsey B.D., Schwartz D.A., Troler-McKinstry S.E., Vikhlinin A.A., Wilke R.H.T., Zhao R.* // Proc. SPIE. 2014. V. 9208. P. 920807.
<https://doi.org/10.1117/12.2026429>
55. *Safronov A.G.* // Proc. SPIE. 1996. V. 2774. P. 494.
<https://doi.org/10.1117/12.246729>
56. *O'Dell S.L., Aldcroft T.L., Atkins C., Button T.W., Cotroneo V., Davis W.N., Doel P., Feldman C.H., Freeman M.D., Gubarev M.V., Johnson-Wilke R.L., Kolodziejczak J.J., Lillie C.F., Michette A.G., Ramsey B.D. et al.* // Proc. SPIE. 2012. V. 8503. P. 50307
<https://doi.org/10.1117/12.930090>
57. *Elvis M., Brissenden R.J., Fabbiano G., Schwartz D.A., Reid P., Podgorski W., Eisenhower M., Juda M., Phillips J., Cohen L., Wolk S.* // Proc. SPIE. 2006. V. 6266. P. 62661K.
<https://doi.org/10.1117/12.672072>
58. *Feldman C., Willingale R., Atkins C., Wang H., Doel P., Brooks D., Thompson S., Button T., Zhang D., Rodriguez Sanmartin D., James A., Theobald C.* // Proc. SPIE. 2008. V. 7011. P. 70110Y.
<https://doi.org/10.1117/12.788759>
59. *Reid P.B., Murray S.S., Troler-McKinstry S., Freeman M., Juda M., Podgorski W., Ramsey B., Schwartz D.* // Proc. SPIE. 2008. V. 7011. P.70110V.
<https://doi.org/10.1117/12.789371>
60. *SMART-X Collaboration. Vikhlinin A. et al.* // Proc. SPIE. 2012. V. 8443. P. 844316.
<https://doi.org/10.1117/12.926851>
61. *Cotroneo V., Davis W., Marquez V., Reid P., Schwartz D., Johnson-Wilke R., Troler-McKinstry S., Wilke R.* // Proc. SPIE. 2012. V. 8503. P. 850309.
<https://doi.org/10.1117/12.931228>
62. *Lillie C.F., Cavaco J.L., Brooks A.D., Ezzo K., Pearson D.D., Wellman J.A.* // Proc. SPIE. 2013. V. 8777. P. 877717.
<https://doi.org/10.1117/12.958953>
63. *Schwartz D.A., Allured R., Bookbinder J.A., Cotroneo V., Forman W.R., Freeman M.D., McMuldach S., Reid P.B., Tananbaum H., Vikhlinin A.A., Johnson-Wilke R.L., Troler-McKinstry S.E., Wilke R.H.T., Jackson T.N., Ramirez J.I., Gubarev M.V., Kolodziejczak J.J., O'Dell S.L., Ramsey B.D.* // Proc. SPIE. 2014. V. 9208. P. 920806.
<https://doi.org/10.1117/12.2063469>
64. *Ulmer M.P., Wang X., Cao J., Graham M.E., Vaynman S.* // Proc. SPIE. 2013. V. 8861. P. 88611R.
<https://doi.org/10.1117/12.2024217>
65. *Ulmer M.P., Wang X., Knapp P., Cao J., Cao Y., Karian T., Grogans S., Graham M.E., Vaynman S., Yao Y.* // Proc. SPIE. 2014. V. 9208. P. 920808.
<https://doi.org/10.1117/12.2062008>
66. *Ulmer M.P., Coppejans R., Buchholz D.B., Cao J., Wang X., Mercado A.M., Qian J., Assoufid L., O'Donnell A.E., Condon K.S., Harpt B.E.* // Proc. SPIE. 2017. V. 10399. P. 103991N.
<https://doi.org/10.1117/12.2274210>
67. *Wang X., Knapp P., Vaynman S., Graham M.E., Cao J., Ulmer M.P.* // Appl. Opt. 2014. V. 53. P. 6256.
<https://doi.org/10.1364/AO.53.006256>

68. Wang X., Yao Y., Cao J., Vaynman S., Graham M.E., Liu T., Ulmer M.P. // *Proc. SPIE*. 2015. V. 9603. P. 96031O. <https://doi.org/10.1117/12.2187070>
69. Probst A.-C., Döhning T., Stollenwerk M., Wen M., Proserpio L. // *Proc. SPIE*. 2016. V. 10562. P. 105621E. <https://doi.org/10.1117/12.2296167>
70. Chan K.-W., Sharpeb M., Zhang W., Kolos L., Hong M., McClelland R., Hohl B.R., Saha T., Mazzarell J. // *Proc. SPIE*. 2013. V. 8861. P. 88610X. <https://doi.org/10.1117/12.2022444>
71. Döhning T., Probst A.-C., Emmerich F., Stollenwerk M., Stehliková V., Friedrich P., Damm C. // *Proc. SPIE*. 2017. V. 10399. P. 103991C. <https://doi.org/10.1117/12.2273988>
72. Probst A.-C., Begou T., Döhning T., Zeising S., Stollenwerk M., Stadtmüller J., Emmerich F., Lumeau J. // *Appl. Opt.* 2018. V. 57. P. 8775. <https://doi.org/10.1364/AO.57.008775>
73. Yao Y., Wang X., Cao J., Ulmer M. // *Opt. Express*. 2015. V. 23. P. 28605. <https://doi.org/10.1364/OE.23.028605>
74. Yao Y., Chalifoux B.D., Heilmann R.K., Schattenburg M.L. // *Opt. Express*. 2019. V. 27. P. 1010. <https://doi.org/10.1364/OE.27.001010>
75. Yao Y., Chalifoux B.D., Heilmann R.K., Chan K.-W., Mori H., Okajima T., Zhang W.W., Schattenburg M.L. // *J. Astron. Telesc. Instrum. Syst.* 2019. V. 5. P. 021011. <https://doi.org/10.1117/1.JATIS.5.2.021011>
76. Spiga D. // *Proc. SPIE*. 2015. V. 9603. P. 96030H. <https://doi.org/10.1117/12.2185414>
77. Moran E.C., Harvey J.E. // *Appl. Opt.* 1988. V. 27. P. 1486. <https://doi.org/10.1364/AO.27.001486>
78. de Chambure D., Laine R., van Katwijk K., Ruehe W., Schink D., Hoelzle E., Gutierrez Y., Domingo M., Ibarretxe I., Töck J.P., Domken I., Stockman Y., Houbrecht Y., Hansen H., Aschenbach B. // *Proc. SPIE*. 1999. V. 3737. P. 396. <https://doi.org/10.1117/12.360034>
79. Aschenbach B. // *Proc. SPIE*. 2002. V. 4496. P. 8. <https://doi.org/10.1117/12.454367>
80. Cusumano G., Artale M.A., Mineo T., Teresi V., Pareschi G., Cotroneo V. // *Proc. SPIE*. 2007. V. 6688. P. 66880C. <https://doi.org/10.1117/12.732304>
81. Serlemitsos P.J., Soong Y., Chan K.-W., Okajima T., Lehman J.P., Maeda Y., Itoh K., Mori H., Iizuka R., Itoh A., Inoue H., Okada S., Yokoyama Y., Itoh Y., Ebara M. et al. // *Pub. Astron. Soc. Jap.* 2007. V. 59. P. 9. <https://doi.org/10.1093/pasj/59.sp1.S9>
82. Perinati E., Mineo T., Cusumano G., Piro L., Pareschi G., Barbera M. // *Proc. SPIE*. 2008. V. 7011. P. 701139. <https://doi.org/10.1117/12.787909>
83. Wille E., Baydaz M., Fransen S., Collon M., Ackermann M., Guenther R., Vacanti G., van Baren C., Haneveld J., Olde Riekerink M., Koelwijn A., Kampf D., Zuknik K.-H., Reutlinger A. // *Proc. SPIE*. 2013. V. 8861. P. 88611E. <https://doi.org/10.1117/12.2024064>
84. Madsen K.K., Christensen F.E., Craig W.W., Forster K.W., Grefenstette B.W., Harrison F.A., Miyasaka H., Rana V. // *Astron. Telesc. Instrum. Syst.* 2017. V. 3. P. 044003. <https://doi.org/10.1117/1.JATIS.3.4.044003>
85. Zhang W.W., Allgood K.D., Biskach M.P., Chan K.-W., Hlinka M., Kearney J.D., Mazzarella J.R., McClelland R.S., Numata A., Riveros R.E., Saha T.T., Solly P.M. // *Proc. SPIE*. 2018. V. 10699. P. 106990O. <https://doi.org/10.1117/12.2312879>
86. Giacconi R., Branduardi G., Briel U., Epstein A., Fabricant D., Feigelson E., Forman W., Gorenstein P., Grindlay J., Gursky H., Harnden F.R., Jr., Henry J.P., Jones C., Kellogg E., Koch D. et al. // *Astrophys. J.* 1979. V. 230. P. 540. <https://doi.org/10.1086/157110>
87. de Korte P.A.J., Bleeker J.A.M., den Boggende A.J.F., Branduardi-Raymont G., Brinkman A.C., Culhane J.L., Gronenschild E.H.B.M., Mason I., McKechniel S.P. // *Space Sci. Rev.* 1981. V. 30. P. 495. <https://doi.org/10.1007/BF01246070>
88. de Korte P.A.J., Giral R., Coste J.N., Ernu C., Frindel S., Flamand J., Contet J.J. // *Appl. Opt.* 1981. V. 20. P. 1080. <https://doi.org/10.1364/AO.20.001080>
89. Aschenbach B. // *Appl. Opt.* 1988. V. 27. P. 1404. <https://doi.org/10.1117/12.942176>
90. Weisskopf M.C., Brinkman B., Canizares C. // *Publ. Astron. Soc. Pac.* 2002. V. 114. P. 1. <https://doi.org/10.1086/338108>
91. Weisskopf M.C. // *Opt. Eng.* 2012. V. 51. P. 011013. <https://doi.org/10.1117/1.OE.51.1.011013>
92. Schwartz D.A. // *Rev. Sci. Instrum.* 2014. V. 85. P. 061101. <https://doi.org/10.1063/1.4881695>
93. de Chambure D., Lainé R., van Katwijk K., Kletzkine P. // *ESA Bulletin*. 1999. V. 100. P. 30.
94. Lumb D.H., Scharfel N., Jansen F.A. // *Opt. Eng.* 2012. V. 51. P. 011009. <https://doi.org/10.1117/1.OE.51.1.011009>
95. Citterio O., Campana S., Conconi P., Ghigo M., Mazzoleni F., Poretti E., Conti G., Cusumano G., Sacco B., Braeuninger H.W., Burkert W., Egger R., Castelli C.M., Willingale R. // *Proc. SPIE*. 1996. V. 2805. P. 56. <https://doi.org/10.1117/12.245112>
96. Burrows D.N., Hill J.E., Nousek J.A., Kennea J.A., Wells A., Osborne J.P., Abbey A.F., Beardmore A., Mukerjee K., Short A.D.T., Chincarini G., Campana S., Citterio O., Moretti A., Pagani C. et al. // *Space Sci. Rev.* 2005. V. 120. P. 165. <https://doi.org/10.1007/s11214-005-5097-2>
97. Predehl P., Hasinger G., Böhringer H., Briel U., Brunner H., Churazov E., Freyberg M., Friedrich P., Kendziorra E., Lutz D., Meidinger N., Pavlinsky M., Pfeiffermann E., Santangelo A., Schmitt J. et al. // *Proc. SPIE*. 2006. V. 6266. P. 62660P. <https://doi.org/10.1117/12.670249>
98. Friedrich P., Bräuninger H., Budau B., Burkert W., Eder J., Freyberg M.J., Hartner G., Mühlegger M., Predehl P., Erhard M., Gutruf S., Jugler D., Kampf D., Borghi G., Citterio O., Rossi M., Valsecchi G., Vernani D., Zimmermann M. // *Proc. SPIE*. 2008. V. 7011. P. 70112T. <https://doi.org/10.1117/12.78894>
99. Butler R.C., Scarsi L. // *Proc. SPIE*. 1990. V. 1344. P. 464. https://doi.org/10.1007/978-94-011-3454-5_17
100. Piro L. // *Nuovo Cimento C*. 1993. V. 16. P. 691. <https://doi.org/10.1007/BF02507866>
101. Inoue H. // *Exp. Astron.* 1993. V. 4. P. 1. <https://doi.org/10.1007/BF01581810>

102. Serlemitsos P.J., Jalota L., Soong Y., Kunieda H., Tawara Y., Tsusaka Y., Suzuki H., Sakima Y., Yamazaki T., Yoshio-ka H., Furuzawa A., Yamashita K., Awaki H., Itoh M., Ogasaka Y., Honda H., Uchibori Y. // Publ. Astron. Soc. Japan. 1995. V. 47. P. 105.
103. Kuster M., Bräuninger H., Cebrián S., Davenport M., Eleftheriadis C., Englhauser J., Fischer H., Franz J., Friedrich P., Hartmann R., Heinsius F.H., Hoffmann D.H.H., Hoffmeister G., Joux J.N., Kang D. et al. // New J. Phys. 2007. V. 9. P. 169.
<https://doi.org/10.1088/1367-2630/9/6/169>
104. Mitsuda K., Bautz M., Inoue H., Kelley R.L., Koyama K., Kunieda H., Makishima K., Ogawara Y., Petre R., Takahashi T., Tsunemi H., White N.E., Anabuki N., Angelini L., Arnaud K. et al. // Publ. Astron. Soc. Jap. 2007. V. 59. P. S1.
<https://doi.org/10.1093/pasj/59.sp1.S1>
105. Ogasaka Y., Kunieda H., Miyazawa T., Serlemitsos P., Soong Y., Okajima T., Maeda Y., Mori H., Ishida M., Awaki H., Furuzawa A., Namba Y., Uesugi K., Suzuki Y., Haba Y., Tamura K., Tsunemi H., Yamashita K., Itoh M. // Proc. SPIE. 2008. V. 7011. P. 70110P.
<https://doi.org/10.1117/12.788736>
106. Awaki H., Ogi K., Okajima T., Serlemitsos P.J., Soong Y., Chan K.-W., Ogasaka Y., Miyazawa T., Furuzawa A., Kunieda H., Tawara Y., Ishida M., Maeda Y., Mori H., Tamura K. // Proc. SPIE. 2008. V. 7011. P. 70112Q.
<https://doi.org/10.1117/12.788788>
107. Krucker S., Christe S., Glesener L., McBride S., Turin P., Glaser D., Saint-Hilaire P., Delory G., Lin R.P., Gubarev M., Ramsey B., Terada Y., Ishikawa S., Kokubun M., Saito S. et al. // Proc. SPIE. 2011. V. 8147. P. 814705.
<https://doi.org/10.1117/12.2024277>
108. Singh K.P., Tandon S.N., Agrawal P.C., Antia H.M., Manchanda R.K., Yadav J.S., Seetha S., Ramadevi M.C., Rao A.R., Bhattacharya D., Paul B., Sreekumar P., Bhattacharyya S., Stewart G.C. et al. // Proc. SPIE. 2014. V. 9144. P. 1441S.
<https://doi.org/10.1117/12.2062667>
109. Singh K., Stewart G., Westergaard N.J.S., Bhattacharayya S., Chandra S., Chitnis V., Dewangan G., Kothare A., Mirza I., Mukerjee K., Navalkar V., Shah N.H., Abbey A., Beardmore A., Kotak S. et al. // J. Astrophys. Astron. 2017. V. 38. P. 29.
<https://doi.org/10.1007/s12036-017-9448-7>
110. Takahashi T., Kokubun M., Mitsuda K., Kelley R.L., Ohashi T., Aharonian F., Akamatsu H., Akimoto F., Allen S.W., Anabuki N., Angelini L., Arnaud K., Asai M., Audard M., Awaki H. et al. // J. Astron. Telesc. Instrum. Syst. 2018. V. 4. P. 021402.
<https://doi.org/10.1117/1.JATIS.4.2.021402>
111. Matsumoto H., Awaki H., Ishida M., Furuzawa A., Yamauchi S., Maeda Y., Mitsuishi I., Haba Y., Hayashi T., Iizuka R., Ishibashi K., Itoh M., Kunieda H., Miyazawa T., Mori H., Okajima T., Sugita S., Tamura K., Tawara Y. // J. Astron. Telesc. Instrum. Syst. 2018. V. 4. P. 011212.
<https://doi.org/10.1117/1.JATIS.4.1.011212>
112. Podgorski W.A., Content D.A., Glenn P.E., Hair J.H., Petre R., Saha T.T., Schattenburg M.L., Stewart J., Zhang W.W. // Proc. SPIE. 2003. V. 4851. P. 419.
<https://doi.org/10.1117/12.461328>
113. Reid P.B., Cameron R.A., Cohen L., Elvis M., Gorenstein P., Jerius D., Petre R., Podgorski W.A., Schwartz D.A., Zhang W.W. // Proc. SPIE. 2004. V. 5488. P. 325.
<https://doi.org/10.1117/12.552861>
114. Zhang W.W., Bolognese J., Chan K.W., Content D.A., Hadjimichael T.J., He C., Hong M., Lehan J.P., Mazzarella J.M., Nguyen D.T., Olsen L., Owens S.M., Petre R., Saha T.T., Sharpe M. et al. // Proc. SPIE. 2008. V. 7011. P. 01103.
<https://doi.org/10.1117/12.788453>
115. Gubarev M., Ramsey B., O'Dell S.L., Elsner R., Kilaru K., McCracken J., Pavlinsky M., Tkachenko A., Lapshov I., Atkins C., Zavlin V. // Proc. SPIE. 2013. V. 8861. P. 88610K.
<https://doi.org/10.1117/12.2027141>
116. Pavlinsky M., Akimov V., Levin V., Krivchenko A., Rotin A., Kuznetsova M., Lapshov I., Tkachenko A., Semena N., Buntov M., Glushenko A., Arefiev V., Yaskovich A., Grebenev S., Sazonov S. et al. // Proc. SPIE. 2016. V. 9905. P. 99051J.
<https://doi.org/10.1117/12.2230974>
117. Zhang W.W., Bolognese J., Byron G., Chan K.W., Content D.A., Hadjimichael T.J., Hewitt C., Hill M.D., Hong M., Lehan J.P., Lozipone L., Mazzarella J.M., McClelland R., Nguyen D.T., Olsen L. et al. // Proc. SPIE. 2009. V. 7360. P. 73600J.
<https://doi.org/10.1117/12.833544>
118. White N.E., Parmar A., Kunieda H., Nandra K., Ohashi T., Bookbinder J. // AIP Conf. Proc. 2010. V. 1248. P. 561.
<https://doi.org/10.1063/1.3475340>
119. Smith R.K., Abraham M., Allured R., Bautz M., Bookbinder J., Bregman J., Brenneman L., Brickhouse N.S., Burrows D., Burwitz V., Cheimets P.N., Costantini E., Dawson S., DeRoo C., Falcone A. et al. // Proc. of SPIE. 2017. V. 10397. P. 103970Q.
<https://doi.org/10.1117/12.2272818>
120. McClelland R.S. // Proc. SPIE. 2017. V. 10399. P. 1039908.
<https://doi.org/10.1117/12.2272580>
121. Saha T.T., Zhang W., McClelland R. // Proc. SPIE. 2017. V. 10399. P. 103990I.
<https://doi.org/10.1117/12.2273803>
122. Mushotzky R. // Proc. SPIE. 2018. V. 10699. P. 1069929.
<https://doi.org/10.1117/12.2310003>
123. Collon M., Vacanti G., Barrière N., Landgraf B., Günther R., Vervest M., van der Hoeven R., Dekker D., Chatbi A., Girou D., Sforzini J., Beijersbergen M., Bavdaz M., Wille E., Fransen S. et al. // Proc. SPIE. 2017. V. 10399. P. 103990C.
<https://doi.org/10.1117/12.2273704>
124. Bavdaz M., Wille E., Ayre M., Ferreira I., Shortt B., Fransen S., Collon M., Vacanti G., Barriere N., Landgraf B., Haneveld J., van Baren C., Zuknik K.-H., Ferreira D.D.M., Massahi S. et al. // Proc. SPIE. 2017. V. 10399. P. 103990B.
<https://doi.org/10.1117/12.2274776>
125. Gaskin J., Özel F., Vikhlinin A. // Proc. SPIE. 2016. V. 9904. P. 99040N.
<https://doi.org/10.1117/12.2240459>
126. the MiXO team. Hong J., Romaine S. et al. // Earth, Planets and Space. 2016. V. 68. P. 35.
<https://doi.org/10.1186/s40623-016-0409-1>
127. Proserpio L., Campana S., Citterio O., Civitani M., Combrinck H., Conconi P., Cotroneo V., Freeman R., Langstrof P., Mattaini E., Morton R., Oberle B., Pareschi G., Parodi G., Pels C., Schenk C., Stock R., Tagli-

- aferri G.* // Proc. SPIE. 2017. V. 10565. P. 105652N.
<https://doi.org/10.1117/12.857418>
128. *Gaskin J., Allure R., Bandler S.R., Basso S., Bautz M.W., Baysinger M.F., Biskach M.P., Boswell T.M., Capizzo P.D., Civitani M.M., Cohen L.M., Cotroneo V., Davis J.M., DeRoo C.T., DiPirro M.J. et al.* // Proc. SPIE. 2017. V. 10397. P. 103970S.
<https://doi.org/10.1117/12.2273911>
129. *Gaskin J.A., Dominguez A., Gelmis K., Mulqueen J., Swartz D., McCarley K., Özel F., Vikhlinin A., Schwartz D., Tananbaum H., Blackwood G., Arenberg J., Purcell W., Allen L.* // Proc. SPIE. 2018. V. 10699. P. 106990N.
<https://doi.org/10.1117/12.2314149>
130. *Falcone A.D., Kraft R.P., Bautz M.W., Gaskin J.A., Mulqueen J.A., Swartz D.A.* // Proc. SPIE. 2018. V. 10699. P. 1069912.
<https://doi.org/10.1117/12.2313549>
131. *Cameron R.A., Bautz M.W., Brissenden R.J., Elvis M.S., Fabbiano G., Figueroa-Feliciano E., Gorenstein P., Petre R., Reid P.B., Schwarte D.S., White N.E., Zhang W.W.* // Proc. SPIE. 2004. V. 5488. P. 572.
<https://doi.org/10.1117/12.552641>
132. *Raimondi L., Spiga D.* // Astron. & Astrophys. 2015. V. 573. P. A22.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201424907>
133. *O'Dell S.L., Elsner R.F., Oosterbroek T.* // Proc. SPIE. 2010. V. 7732. P. 77322V.
<https://doi.org/10.1117/12.858223>
134. *Торопов М.Н., Ахсаханян А.А., Зорина М.В., Салащенко Н.Н., Чхало Н.И., Токунов Ю.М.* // ЖТФ. 2020. Т. 90. С. 1958.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2020.11.49990.127-20>
135. *Чхало Н.И., Малышев И.В., Пестов А.Е., Полковников В.Н., Салащенко Н.Н., Торопов М.Н.* // УФН. 2020. Т. 190. С. 74.
<https://doi.org/10.3367/UFNe.2019.05.038601>
136. *Aschenbach B., Briel U.G., Haberl F., Braeuninger H.W., Burkert W., Oppitz A., Gondoin P., Lumb D.H.* // Proc. SPIE. 2000. V. 4012. P. 73.
<https://doi.org/10.1117/12.391615>
137. *Ramsey B.D.* // Exp. Astron. 2005. V. 20. P. 85.
<https://doi.org/10.1117/12.391615>
138. *Gubarev M., Ramsey B., O'Dell S.L., Elsner R., Kilaru K., McCracken J., Pavlinsky M., Tkachenko A., Lapshov I.* // Proc. SPIE. 2012. V. 8443. P. 84431U.
<https://doi.org/10.1117/12.926207>
139. *Gubarev M., Kolodziejczak J.K., Griffith C., Roche J., Smith W.S., Kester T., Atkins C., Arnold W., Ramsey B.* // Proc. SPIE. 2016. V. 9905. P. 99051V.
<https://doi.org/10.1117/12.2233666>
140. *O'Dell S.L., Atkins C., Broadway D.M., Elsner R.F., Gaskin J.A., Gubarev M.V., Kilaru K., Kolodziejczak J.J., Ramsey B.D., Roche J.M., Swartz D.A., Tennant A.F., Weisskopf M.C., Zavlin V.E.* // Proc. SPIE. 2015. V. 9510. P. 951003.
<https://doi.org/10.1117/12.2179415>
141. *Kilaru K., Ramsey B.D., Baumgartner W.H., Bongiorno S.D., Broadway D.M., Champey P.R., Davis J.M., O'Dell S.L., Elsner R.F., Gaskin J.A., Johnson S., Kolodziejczak J.K., Roberts O.J., Swartz D.A., Weisskopf M.C.* // J. Astron. Telesc. Instrum. Syst. 2019. V. 5. P. 021010.
<https://doi.org/10.1117/1.JATIS.5.2.021010>
142. *Ramsey B.D., Bongiorno S.D., Kolodziejczak J., Kilaru K., Alexander C.D., Baumgartner W., Elsner R., McCracken J.E., Mitsuishi I., Pavelitz S.D., Ranganathan J., Sánchez J., Speegle C., Weddendorf B., O'Dell S.L.* // Proc. SPIE. 2020. V. 11119. P. 1111903.
<https://doi.org/10.1117/12.2531956>
143. *Zhang W.W., Allgood K.D., Biskach M.P., Chan K.-W., Hlinka M., Kearney J.D., Mazzarella J.R., McClelland R.S., Numata A., Riveros R.E., Saha T.T., Solly P.M.* // J. Astron. Telesc. Instrum. Syst. 2019. V. 5. P. 021012.
<https://doi.org/10.1117/1.JATIS.5.2.021012>
144. *Petre R., Chen C.G., Cohen L.M., Content D.A., Harms R.J., Monnelly G.P., Saha T.T., Schattenburg M.L., Serlemitsos P.J., Zhang W.W.* // Proc. SPIE. 2000. V. 4012. P. 370.
<https://doi.org/10.1117/12.391572>
145. *Salmaso B., Basso S., Brizzolari C., Civitani M., Ghigo M., Pareschi G., Spiga D., Tagliaferri G., Vecchi G.* // Proc. SPIE. 2014. V. 10563. P. 105635Z.
<https://doi.org/10.1117/12.2304141>
146. *Serlemitsos P.J., Soong Y.* // Astrophys. Space Sci. 1996. V. 239. P. 177.
<https://doi.org/10.1007/BF00645773>
147. *Petre R.* // X-ray Opt. Instr. 2010. V. 2010. ID 412323.
<https://doi.org/10.1155/2010/412323>
148. *Sagdeo A., Rai S.K., Lodha G.S., Singh K.P., Yadav N., Dhawan R., Tonpe U., Vahia M.N.* // Exp. Astron. 2010. V. 28. P. 11.
<https://doi.org/10.1007/s10686-010-9183-4>
149. *Kunieda H., Ishida M., Endo T.* // Appl. Opt. 2001. V. 40. P. 553.
<https://doi.org/10.1364/AO.40.000553>
150. *Winter A., Breunig E., Friedrich P., Proserpio L.* // Proc. SPIE. 2017. V. 10563. P. 1056321.
<https://doi.org/10.1117/12.2304243>
151. *Ghigo M., Canestrari R., Proserpio L., Dell'Orto E., Basso S., Citterio O., Pareschi G.* // Proc. SPIE. 2008. V. 7011. P. 70111F.
<https://doi.org/10.1117/12.790446>
152. *Ghigo M., Basso S., Canestrari R., Proserpio L.* // Proc. SPIE. 2009. V. 7439. P. 74390M.
<https://doi.org/10.1117/12.826405>
153. *Salmaso B., Basso S., Brizzolari C., Civitani M., Ghigo M., Pareschi G., Spiga D., Tagliaferri G., Vecchi G.* // Proc. SPIE. 2014. V. 9151. P. 91512W.
<https://doi.org/10.1117/12.2056038>
154. *Proserpio L., Crimi G., Ghigo M., Pareschi G., Salmaso B., D'Este A., Dall'Igna R., Silvestri M., Parodi G., Martelli F.* // Opt. Eng. 2014. V. 53. P. 085101.
<https://doi.org/10.1117/1.OE.53.8.085101>
155. *Civitani M., Basso S., Brizzolari C., Ghigo M., Pareschi G., Salmaso B., Spiga D., Vecchi G., Breuning E., Burwitz V., Hartner G.D., Menz B.* // Proc. SPIE. 2015. V. 9603. P. 96030P.
<https://doi.org/10.1117/12.2188598>
156. *Navalkar V., Singh K.P., Press M.* // J. Astrophys. Astron. 2019. V. 40. P. 24.
<https://doi.org/10.1007/s12036-019-9592-3>
157. *Winter A., Vongehr M., Friedrich P.* // Proc. SPIE. 2010. V. 7732. 77320B.
<https://doi.org/10.1117/12.857147>

158. Proserpio L., Ghigo M., Basso S., Conconi P., Citterio O., Civitani M., Negri R., Pagano G., Pareschi G., Salmaso B., Spiga D., Tagliaferri G., Terzi L., Zambra A., Parodi G., Martelli F., Bavdaz M., Wille E. // Proc. SPIE. 2011. V. 8147. P. 81470M.
<https://doi.org/0.1117/12.895392>
159. Chen C.G., Heilmann R.K., Konkola P.T., Mongrard O., Monnelly G.P., Schattenburg M.L. // J. Vac. Sci. Technol. B. 2000. V. 18. P. 3272.
<https://doi.org/10.1116/1.1313585>
160. Monnelly G., Mongrard O., Breslau D., Butler N., Chen C.G., Cohen L., Gu W., Heilmann R., Konkola P., Ricker G., Schattenburg M. // Proc. SPIE. 2000. V. 4138. P. 164.
<https://doi.org/10.1117/12.407556>
161. Biskach M.P., Chan K.-W., Mazzarella J.R., McClelland R.S., Saha T.T., Schofield M.J., Zhang W.W. // Proc. SPIE. 2013. V. 8861. P. 88610Y.
<https://doi.org/0.1117/12.2023371>
162. Chan K.-W., Zhang W.W., Saha T.T., McClelland R.S., Biskach M.P., Niemeyer J., Schofield M.J., Mazzarella J.R., Kolos L.D., Hong M.M., Numata A., Sharpe M.V., Solly P.M., Riveros R.E., Allgood K.D., McKeon K.P. // Proc. SPIE. 2015. V. 9603. P. 96030Z.
<https://doi.org/10.1117/12.2187016>
163. Chan K.-W., Mazzarella J.R., Saha T.T., Zhang W.W., McClelland R.S., Biskach M.P., Solly P.M., Riveros R.E., Numata A. // Proc. SPIE. 2018. V. 10699. P. 1069940.
<https://doi.org/10.1117/12.2312562>
164. Zhang W.W., Allgood K.D., Biskach M.P., Chan K.-W., Hlinka M., Kearney J.D., Mazzarella J.R., McClelland R.S., Numata A., Olsen L.G., Riveros R.E., Saha T.T., Solly P.M. // Proc. SPIE. 2017. V. 10399. P. 103990S.
<https://doi.org/10.1117/12.2270861>
165. Biskach M.P., Allgood K.D., Chan K.-W., Hlinka M., Kearney J.D., Numata A., Mazzarella J.R., Riveros R.E., Saha T.T., Solly P.M., Zhang W.W. // Proc. SPIE. 2019. V. 11119. P. 111190C.
<https://doi.org/10.1117/12.2530340>
166. Zhang W.W., Allgood K.D., Biskach M.P., Chan K.-W., Hlinka M., Kearney J.D., Mazzarella J.R., McClelland R.S., Numata A., Riveros R.E., Saha T.T., Solly P.M. // Proc. SPIE. 2019. V. 11119. P. 1111907.
<https://doi.org/10.1117/12.2530284>
167. Riveros R.E., Biskach M.P., Allgood K.D., Kearney J.D., Hlinka M., Zhang W.W. // Proc. SPIE. 2017. V. 10399. P. 103990T.
<https://doi.org/0.1117/12.2056889>
168. McClelland R.S., Bonafede J.A., Saha T.T., Solly P.M., Zhang W.W. // Proc. SPIE. 2016. V. 9905. P. 99057A.
<https://doi.org/10.1117/12.2234464>
169. DeTienne M.D., Bruccoleri A.R., Molnar-Fenton A., Chalfoux B., Heilmann R.K., Yao Y., Schattenburg M.L. // Proc. SPIE. 2018. V. 10699. P. 1069943.
<https://doi.org/10.1117/12.2314896>
170. Molnar-Fenton A., Bruccoleri A.R., Yao Y., Heilmann R.K., Schattenburg M.L. // Proc. SPIE. 2019. V. 11119. P. 111191T.
<https://doi.org/10.1117/12.2530572>
171. Beijersbergen M., Kraft S., Bavdaz M., Lumb D.H., Guenther R., Collon M., Mieremet A.L., Fairbend R., Peacock A. // Proc. SPIE. 2004. V. 5539. P. 104.
<https://doi.org/10.1117/12.552942>
172. Collon M.J., Günther R., Ackermann M., Buis E.J., Vacanti G., Beijersbergen M.W., Bavdaz M., Wallace K., Freyberg M., Krumrey M. // Proc. SPIE. 2008. V. 7011. P. 70111E.
<https://doi.org/10.1117/12.789723>
173. Wallace K., Bavdaz M., Gondoin P., Collon M.J., Günther R., Ackermann M., Beijersbergen M.W., Olde Riekerink M., Blom M., Lansdorp B., de Vreede L. // Proc. SPIE. 2009. V. 7437. P. 74370T.
<https://doi.org/10.1117/12.825824>
174. Olde Riekerink M.B., Lansdorp B., de Vreede L.J., Blom M.T., van't Oever R., Ackermann M.D., Collon M.J., Wallace K., Bavdaz M. // Proc. SPIE. 2009. V. 7437. P. 74370U.
<https://doi.org/10.1117/12.825960>
175. Bavdaz M., Collon M., Beijersbergen M., Wallace K., Wille E. // X-Ray Opt. Instrum. 2010. V. 2010. ID 295095.
<https://doi.org/10.1155/2010/295095>
176. Bavdaz M., Wille E., Wallace K., Shortt B., Collon M., Ackermann M., Olde Riekerink M., Haneveld J., van Baren C., Erhard M., Christensen F., Krumrey M., Burwitz V. // Proc. SPIE. 2012. V. 8443. P. 844329.
<https://doi.org/10.1117/12.926111>
177. Collon M.J., Vacanti G., Günther R., Yanson A., Barrière N., Landgraf B., Vervest M., Chatbi A., Beijersbergen M.W., Bavdaz M., Wille E., Haneveld J., Koelewijn A., Leenstra A., Wijnerle M. et al. // Proc. SPIE. 2015. V. 9603. P. 96030K.
<https://doi.org/10.1117/12.2188988>
178. Westergaard N.J., Ferreira D.D.M., Massahi S. // Nucl. Instrum. and Methods A. 2017. V. 873. P. 5.
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.01.058>
179. Wille E., Wallace K., Bavdaz M., Collon M., Günther R., Ackermann M., Beijersbergen M., Riekerink M.O., Blom M., Lansdorp B., de Vreede L.D. // Proc. SPIE. 2017. V. 10565. P. 105652L.
<https://doi.org/10.1117/12.2309240>
180. Collon M.J., Vacanti G., Barrière N., Landgraf B., Guenther R., Vervest M., van der Hoeven R., Chatbi A., Girou D., Sforzini J., Beijersbergen M.W., Bavdaz M., Wille E., Fransen S., Shortt B. et al. // Proc. SPIE. 2018. V. 10699. P. 106990Y.
<https://doi.org/10.1117/12.2314479>
181. Bavdaz M., Lumb D.H., Peacock A.J., Beijersbergen M., Kraft S. // Proc. SPIE. 2004. V. 5488. P. 829.
<https://doi.org/10.1117/12.552935>
182. Ezoe Y., Koshiishi M., Mita M., Mitsuda K., Hoshino A., Ishisaki Y., Yang Z., Takano T., Maeda R. // Appl. Opt. 2006. V. 45. P. 8932.
<https://doi.org/10.1364/AO.45.008932>
183. Willingale R., Fraser G.W., Brunton A.N., Martin A.P. // Exp. Astron. 1998. V. 8. P. 281.
<https://doi.org/10.1023/A:1008099315152>
184. Beijersbergen M.W., Bavdaz M., Peacock A.J., Tomaselli E., Fraser G., Brunton A., Flyckt E., Krumrey M.K., Souvov A. // Proc. SPIE. 1999. V. 3765. P. 452.
<https://doi.org/10.1117/12.366562>
185. Collon M.J., Beijersbergen M.W., Wallace K., Bavdaz M., Fairbend R., Séguy J., Schyns E., Krumrey M., Freyberg M. // Proc. SPIE. 2007. V. 6688. P. 668812.
<https://doi.org/10.1117/12.734476>

186. Wallace K., Collon M.J., Beijersbergen M.W., Oemrawsingh S., Bavdaz M., Schyns E. // *Proc. SPIE*. 2007. V. 6688. P. 66881C.
<https://doi.org/0.1117/12.733998>
187. Fraser G.W., Carpenter J.D., Rothery D.A., Pearson J.F., Martindale A., Huovelin J., Treis J., Anand M., Anttila M., Ashcroft M., Benkoff J., Bland P., Bowyer A., Bradley A., Bridges J. et al. // *Planet. Space Sci.* 2010. V. 58. P. 79.
<https://doi.org/10.1016/j.pss.2009.05.004>
188. Götz D., Osborne J., Cordier B., Paul J., Evans P., Beardmore A., Martindale A., Willingale R., O'Brien P., Basa S., Rossin C., Godet O., Webb N., Greiner J., Nandra K., Meidinger N., Perinati E., Santangelo A., Mercier K., Gonzalez F. // *Proc. SPIE*. 2014. V. 9144. P. 914423.
<https://doi.org/10.1117/12.2054898>
189. Ezoe Y., Koshiishi M., Mita M., Mitsuda K., Hoshino A., Ishisaki Y., Takano T., Maeda R. // *Nucl. Instrum. and Methods A*. 2007. V. 579. P. 817.
<https://doi.org/10.1117/12.2054898>
190. Ezoe Y., Mitsuishi I., Takagi U., Koshiishi M., Mitsuda K., Yamasaki N.Y., Ohashi T., Kato F., Sugiyama S., Riveros R.E., Yamaguchi H., Fujihira S., Kanamori Y., Morishita K., Nakajima K., Maeda R. // *Microsyst. Technol.* 2010. V. 16. P. 1633.
<https://doi.org/10.1007/s00542-009-0981-4>
191. Kuribayashi H., Hiruta R., Shimizu R., Sudoh K., Iwasaki H. // *J. Vac. Sci. Technol.* 2003. V. A21. P. 1279.
<https://doi.org/10.1116/1.1586278>
192. Mitsuishi I., Ezoe Y., Takagi U., Mita M., Riveros R., Yamaguchi H., Kato F., Sugiyama S., Fujiwara K., Morishita K., Nakajima K., Fujihira S., Kanamori Y., Yamasaki N.Y., Mitsuda K., Maeda R. // *Proc. SPIE*. 2009. V. 7360. P. 736040.
<https://doi.org/10.1117/12.823933>
193. Riveros R.E., Yamaguchi H., Mitsuishi I., Takagi U., Ezoe Y., Kato F., Sugiyama S., Yamasaki N., Mitsuda K. // *Appl. Optics*. 2010. V. 49. P. 3511.
<https://doi.org/10.1364/AO.49.003511>
194. Nakajima K., Fujiwara K., Pan W., Okuda H. // *Nat. Mater.* 2005. V. 4. P. 47.
<https://doi.org/10.1038/nmat1282>
195. Ezoe Y., Miyoshi Y., Kasahara S., Kimura T., Ishikawa K., Fujimoto M., Mitsuda K., Sahara H., Isobe N., Nakajima H., Ohashi T., Nagata H., Funase R., Ueno M., Branduardi-Raymont G. // *J. Astron. Telesc. Instrum. Syst.* 2018. V. 4. P. 046001.
<https://doi.org/0.1117/1.JATIS.4.4.046001>
196. Van Speybroeck L.P., Chase R.C., Zehnpfennig T.F. // *Appl. Opt.* 1971. V. 1. P. 945.
<https://doi.org/10.1364/ao.10.000945>
197. Harnden F.R., Jr., Fabricant D., Topka K., Flannery B.P., Tucker W.H., Gorenstein P. // *Astrophys. J.* 1977. V. 214. P. 418.
<https://doi.org/10.1086/155266>
198. Hudec R. // *X-Ray Opt. Instrum.* 2010. V. 2010. ID 139148.
<https://doi.org/10.1155/2010/139148>
199. Joy M.K., Kolodziejczak J.J., Weisskopf M.C., Fair S.B., Ramsey B.D. // *Proc. SPIE*. 1994. V. 2279. P. 283.
<https://doi.org/10.1117/12.193144>
200. Fabricant D.G., Cohen L.M., Gorenstein P. // *Appl. Optics*. 1988. V. 27. P. 1456.
<https://doi.org/10.1364/AO.27.001456>
201. Hudec R., Sik J., Lorenc M., Pina L., Marsikova V., Mika M., Inneman A., Skulinova M. // *Proc. SPIE*. 2011. V. 8076. P. 807604.
<https://doi.org/10.1117/12.890516>
202. Hudec R., Marsikova V., Mika M., Sik J., Lorenc M., Pina L., Inneman A., Skulinova M. // *Proc. SPIE*. 2009. V. 7437. P. 74370S.
<https://doi.org/0.1117/12.827978>
203. Willingale R., Spaan F.H. // *Proc. SPIE*. 2009. V. 7437. P. 74370B.
<https://doi.org/10.1117/12.826225>
204. Hudec R., Pina L., Semencova V., Inneman A., Skulinova M., Sveda L., Mika M., Kacerovsky R., Prokop J., Brozek V., Sik J. // *Proc. SPIE*. 2017. V. 10567. P. 105673L.
<https://doi.org/10.1117/12.2308125>
205. Hudec R., Maršiková V., Pina L., Inneman A., Skulinová M. // *Proc. SPIE*. 2017. V. 10565. P. 105652U.
<https://doi.org/10.1117/12.2309110>
206. Hudec R., Pina L., Marsikova V., Nentvich O., Urban M., Inneman A. // *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso*. 2018. V. 48. P. 437.
207. Longcope D., Acton L., Kankelborg C. // *Appl. Opt.* 2019. V. 58. P. 4969.
<https://doi.org/10.1364/AO.58.004969>
208. Gorenstein P. // *Proc. SPIE*. 2013. V. 8861. P. 88611P.
<https://doi.org/10.1117/12.2024905>
209. Schmidt W.H.K. // *Nucl. Instrum. and Methods*. 1975. V. 127. P. 285.
[https://doi.org/10.1016/0029-554x\(75\)90501-7](https://doi.org/10.1016/0029-554x(75)90501-7)
210. Angel J.R.P. // *Astrophys. J.* 1979. V. 233. P. 364.
<https://doi.org/10.1117/12.957437>
211. Hudec R., Remisova K. // *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso*. 2017. V. 47. P. 67.
212. Kaaret P., Geissbühler P. // *Proc. SPIE*. 1991. V. 1546. P. 82.
<https://doi.org/10.1117/12.51261>
213. Fraser G.W., Brunton A.N., Lees J.E., Emberson D.L. // *Nucl. Instrum. and Methods. A*. 1993. V. 24. P. 404.
[https://doi.org/10.1016/0168-9002\(93\)90825-3](https://doi.org/10.1016/0168-9002(93)90825-3)
214. Peele A.G., Nugent K.A., Rode A.V., Gabel K., Richardson M.C., Strack R., Siegmund W. // *Appl. Opt.* 1996. V. 35. P. 4420.
<https://doi.org/10.1117/12.212593>
215. Tamagawa T., Uchiyama K., Otsubo R., Yuasa T., Zhou Y., Mihara T., Ezoe Y., Numazawa M., Ishi D., Fukushima A., Suzuki H., Uchino T., Sakuda S., Ishikawa K., Enoto T., Sakamoto T. // *J. Astron. Telesc. Instrum. Syst.* 2020. V. 6. P. 025003.
<https://doi.org/10.1117/1.JATIS.6.2.025003>
216. Su L., Li W., Wu M., Su Y., Guo C., Ruan N., Yang B., Yan F. // *Appl. Opt.* 2017. V. 56. P. 6267.
<https://doi.org/10.1364/AO.56.006267>
217. Grubsky V., Gertsenshteyn M., Shoemaker K., Jannson T. // *Proc. SPIE*. 2007. V. 6688. P. 66880P.
<https://doi.org/10.1117/12.735923>
218. Willingale R., Pearson J.F., Martindale A., Feldman C.H., Fairbend R., Schyns E., Petit S., Osborne J.P., O'Brien P.T. //

- Proc. SPIE. 2016. V. 9905. P. 99051Y.
<https://doi.org/0.1117/12.2232946>
219. Mutz J.-L., Bonnet O., Fairbend R., Schyns E., Seguy J. // Proc SPIE. 2007. V. 6479. P. 64790F.
<https://doi.org/10.1117/12.699576>
 220. Peng S., Wei F., Guo Y., Ye Y. // Opt. Eng. 2019. V. 58. P. 093101.
<https://doi.org/0.1117/1.OE.58.9.093101>
 221. Svendsen S., Knudsen E.B., Blake S., Oosterbroek T., Jegers A.S., Ferreira D.D.M., Prodhomme T., Shortt B., Willingale R., O'Brien P. // Proc. SPIE. 2019. V. 11119. P. 111191R.
<https://doi.org/10.1117/12.2529113>
 222. Branduardi-Raymont G., Sembay S.F., Eastwood J.P., Sibeck D.G., Abbey A., Brown P., Carter J.A., Carr C.M., Forsyth C., Kataria D., Kemble S., Milan S.E., Owen C.J., Peacocke L., Read A.M. et al. // Exp. Astron. 2012. V. 33. P. 403.
<https://doi.org/10.1007/s10686-011-9239-0>
 223. Collier M.R., Scott Porter F., Sibeck D.G., Carter J.A., Chiao M.P., Chornay D.J., Cravens T.E., Galeazzi M., Keller J.W., Koutroumpa D., Kujawski J., Kuntz K., Read A.M., Robertson I.P., Sembay S., Snowden S.L., Thomas N., Uprety Y., Walsh B.M. // Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. P. 071301.
<https://doi.org/10.1063/1.4927259>
 224. Walsh B.M., Collier M.R., Kuntz K.D., Porter F.S., Sibeck D.G., Snowden S.L., Carter J.A., Collado-Vega Y., Connor H.K., Cravens T.E., Read A.M., Sembay S., Thomas N.E. // J. Geophys. Res. Space Physics. 2016. V. 121. P. 3353.
<https://doi.org/10.1002/2016JA022348>
 225. Raab W., Branduardi-Raymont G., Wang C., Dai L., Donovan E., Enno G., Escoubet P., Holland A., Jing L., Kataria D., Li L., Read A., Rebuffat D., Romstedt J., Runciman C. et al. // Proc. SPIE. 2016. V. 9905. P. 990502.
<https://doi.org/10.1117/12.2231984>
 226. Feldman C., Pearson J., Willingale R., Sykes J., Drumm P., Houghton P., Bicknell C., Osborne J., Martindale A., O'Brien P., Fairbend R., Schyns E., Petit S., Roudot R., Mercier K., Le Duigou J.-M., Gotz D. // Proc. SPIE. 2017. V. 10399. P. 103991Q.
<https://doi.org/10.1117/12.2273416>
 227. Amati L., O'Brien P., Goetz D., Bozzo E., Tenzer C., Frontera F., Ghirlanda G., Labanti C., Osborne J.P., Stratta G., Tanvir N., Willingale R., Attina P., Campana R., Castro-Tirado A.J. et al. // Adv. Space Res. 2018. V. 62. P. 191.
<https://doi.org/10.1016/j.asr.2018.03.010>
 228. Hudec R., Sveda L., Pina L., Inneman A., Semencova V., Skulinova M. // Proc. SPIE. 2006. V. 10567. P. 1056719.
<https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2006.12.014>
 229. Hudec R. // PoS (MQW7) 2009. P. 107.
<https://doi.org/10.22323/1.062.0107>
 230. Hudec R., Šimon V., Tichý V. // Mem. S.A.It. 2012. V. 83. P. 365.
 231. Baca T., Platkevic M., Jakubek J., Inneman A., Stehlikova V., Urban M., Nentvich O., Blazek M., McEntaff-er R., Daniel V. // J. Inst. 2016. V. 11. C10007.
<https://doi.org/0.1088/1748-0221/11/10/C10007>
 232. Urban M., Nentvich O., Stehlikova V., Baca T., Daniel V., Hudec R. // Acta Astronautica. 2017. V. 140. P. 96.
<https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2017.08.004>
 233. Hudec R. // Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso. 2017. V. 47. P. 143.
 234. Hudec R., Pina L., Marsikova V., Nentvich O., Urban M., Inneman A. // Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso. 2018. V. 48. P. 456.
 235. Pina L., Hudec R., Inneman A., Marsikova V., Baca T., Stehlikova V., Daniel V., Tutt J. // Proc. SPIE. 2019. V. 11032. P. 1103203.
<https://doi.org/0.1117/12.2525541>
 236. Pina L., Hudec R., Marsikova V., Inneman A., Oberta P., Havlikova R. // Proc. SPIE. 2019. V. 11108. P. 111080Y.
<https://doi.org/10.1117/12.2543412>
 237. Tichý V., Burrows D.N., Prieskorn Z., Hudec R. // Balt. Astron. 2015. V. 24. P. 243.
<https://doi.org/10.1515/astro-2017-0225>
 238. Chalifoux B.D., Heilmann R.K., Marshall H.L., Schattenburg M.L. // Appl. Opt. 2020. V. 59. P. 4901.
<https://doi.org/10.1364/AO.392479>