

03

Фокусирующая дифракционная оптика для орбитальных телескопов (обзор)

© В.В. Лидер

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ „Кристаллография и фотоника“ РАН,
117333 Москва, Россия
e-mail: vallider@yandex.ru

Поступила в редакцию 08.11.2021 г.

В окончательной редакции 01.03.2022 г.

Принята к публикации 18.03.2022 г.

Обзор посвящен принципам, современному состоянию и проблемам дифракционной оптики, используемой для фокусировки рентгеновского и гамма-излучения в телескопах на орбитальных станциях. Рассмотрены различные многослойные структуры для телескопов нормального падения, суперзеркала для оптики Вольтера, линза Лауэ как концентратор мягкого гамма-излучения, а также модифицированные зонные пластинки Френеля для фокусировки излучения в широком диапазоне энергии с беспрецедентно высоким угловым разрешением (10^{-1} – 10^{-3} ”).

Ключевые слова: рентгеновское и гамма-излучение, рентгеновские и гамма-телескопы, дифракция, многослойные структуры, линза Лауэ, зонные пластинки Френеля.

DOI: 10.21883/OS.2022.07.52724.44-22

1. Введение

Основным источником информации о небесных телах является электромагнитное излучение. Электромагнитное излучение, используемое орбитальными телескопами, условно можно разделить на несколько диапазонов: экстремальный ультрафиолетовый (ЭУФ) с энергией фотонов $E = 10$ – 12 eV (что соответствует длинам волн 10–120 nm), мягкий рентгеновский (МР) с $E = 0.12$ – 10 keV, жесткий рентгеновский (ЖР, $E = 10$ – 100 keV), гамма-излучение ($E > 100$ keV).

Объектом исследования орбитальных обсерваторий является горячее вещество Вселенной. Это газ, разогретый до температур 10^7 – 10^8 К при аккреции вещества в тесных двойных звездах или в активных ядрах галактик, газ в скоплениях галактик, горячие атмосферы одиночных нейтронных звезд. Механизм генерации излучения с $E < 10$ keV в этих источниках тепловой.

Ряд астрофизических объектов является источником электромагнитного излучения, свойства которого практически не связаны с температурой среды, в которой оно генерируется. Такое излучение принято называть нетепловым. Для нетеплового излучения с $E > 10$ keV отсутствие связи с температурой среды объясняется тем, что источником энергии излучения является не тепловая энергия среды, а энергия небольшой по количеству популяции высокоэнергичных частиц. Источником нетеплового рентгеновского излучения могут быть радиопульсары, ударные волны в остатках вспышек сверхновых звезд, релятивистские струи из ядер активных галактик и квазаров, горячие короны аккреционных дисков в тесных двойных звездах, Солнце во время вспышек и т.д. Особый интерес представляют рентгеновские пульсары — аккрецирующие нейтронные звезды с сильным магнитным полем.

Основным методом рентгеновской астрономии (как и любой астрономии) является построение изображения конкретного участка небесной сферы для последующего исследования источников излучения. Для мягкого рентгеновского излучения данная задача решается при помощи оптики скользящего падения, в частности зеркал Вольтера [1]. Данный метод позволяет достичь очень высокого углового разрешения (< 1 ”) и сравнительно высокой эффективной площади сбора данных за счет использования большого количества вложенных друг в друга зеркальных оболочек. Поле зрения у таких приборов ограничено углом скольжения излучения и составляет порядка одного градуса.

Основным источником информации о процессах на Солнце и состоянии его активности является его излучение на различных длинах волн ЭУФ диапазона, которое отождествляется с областями Солнца, характеризующимися определенной температурой, плотностью плазмы и напряженностью магнитного поля. Однако изображения, получаемые с помощью оптики скользящего падения, имеют низкое или умеренное спектральное разрешение, и их нельзя использовать для выделения конкретной температуры или разрешения макроскопических динамических эффектов.

В области ЖР для получения узкой спектральной полосы пропускания традиционно используются монокристаллы. Принцип действия — конструктивная интерференция волн, отраженных от кристаллических плоскостей, процесс, известный как брэгговское отражение. Для диапазона ЭУФ межплоскостные расстояния d большинства практически используемых кристаллов слишком малы, чтобы подчиняться критерию конструктивной интерференции, определяемому формулой Брэгга $2d \sin \theta = \lambda$ (λ — длина волны излучения, θ — брэггов-

ский угол). Это ограничение можно преодолеть, создав стек тонких чередующихся слоев материалов, так что периодичность (или d -интервал) стека равна параметру d в формуле Брэгга.

Отраженные волны от всех границ чередующихся слоев двух материалов с высоким контрастом их оптических показателей складываются конструктивно, при этом может быть достигнут высокий коэффициент отражения и хорошая спектральная селективность [2]. Полученную таким образом многослойную интерференционную структуру (МИС) можно считать искусственным кристаллом, который будет отражать излучение подобно природным кристаллам. Огромное преимущество этих „синтетических“ многослойных систем состоит в том, что толщина слоя и, следовательно, периодичность могут быть свободно настроены на длину волны, которая должна отражаться под определенным углом [3].

Преимущества многослойной оптики, используемой в геометрии нормального падения, перед оптикой скользящего падения заключаются в увеличенной светосиле и пространственном разрешении, в сравнительной простоте изготовления и контроля и, как следствие, в высоком качестве формируемых изображений. Многослойная оптика нормального падения имеет меньше aberrаций, чем оптика скользящего падения, обеспечивая тем самым лучшее угловое разрешение в гораздо более широком поле зрения.

Использование геометрии скользящего падения в рентгеновских телескопах для высоких энергий ($E > 10 \text{ keV}$) ухудшает пространственное разрешение и эффективность, поскольку с увеличением энергии угол скольжения быстро уменьшается, что делает фокусное расстояние системы нереально большим, а поле зрения и эффективную область сбора данных очень маленькими. Для решения этой проблемы и расширения полосы пропускания можно использовать брэгговское отражение от МИС с плавным изменением периода по глубине [4].

Возвращаясь к основанной на дифракции оптике ЖР и гамма-излучения отметим, что наряду с монокристаллическими объективами (например, Лауэ-линзой [5]) для телескопических систем возможно использовать зонные пластинки Френеля и их производные [6], отличающиеся высокой чувствительностью и превосходным угловым разрешением.

Цель обзора — ознакомить читателя с фокусирующей дифракционной оптикой орбитальных телескопов.

2. Фокусирующая оптика ЭУФ излучения. Телескопы нормального падения

2.1. МИС для рентгеновских телескопов нормального падения

Проблемы физики МИС и границ раздела слоев, методы нанесения и диагностики таких структур, их

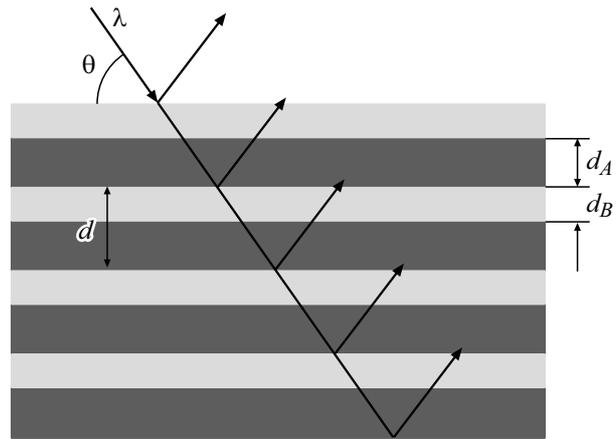


Рис. 1. Структура МИС. d_A и d_B — толщины слоев поглотителя и спейсера соответственно, d — период бислоя, θ — брэгговский угол, λ — длина волны РИ.

применения подробно обсуждались в монографиях [7,8] и обзорных статьях (например, [9–12]).

Благодаря сочетанию ряда уникальных свойств МИС (иногда называемых многослойными зеркалами) являются одними из наиболее универсальных элементов современной рентгеновской оптики. Гибкость свойств МИС, доступность и универсальность технологии их производства, а также возможности получения высоких рентгенооптических параметров зеркал вызывают растущий интерес к их практическому применению в качестве дисперсионных и отражающих элементов для задач рентгеновской астрономии.

В результате интерференции падающей и отраженной волн в МИС (рис. 1), состоящей из чередующихся слоев материалов с контрастными оптическими параметрами: рассеивающими слоями A с высоким поглощением и разделительными слоями (спейсерами) B с низким поглощением излучения, формируется стоячая волна с амплитудой модуляции диэлектрической постоянной B_m [13]:

$$B_m = 2(\varepsilon_A - \varepsilon_B) \sin \pi m \gamma / \pi m \gamma. \quad (1)$$

Здесь m — порядок отражения, $\gamma = d_A / (d_A + d_B) = d_A / d$, d_A и d_B — толщины слоев A и B соответственно. Диэлектрическая проницаемость ε связана с поляризуемостью материала χ и показателем преломления n формулой $\varepsilon = 1 - \chi \approx n^2$; χ имеет действительную (Re) и мнимую (Im) части ($\chi = \text{Re}\chi + \text{Im}\chi$), последняя соответствует учету поглощения в среде. Таким образом, структура отражения модулируется функцией $\sin \pi m \gamma$, т.е. фактор γ определяет относительную пиковую отражательную способность и, в частности, подавляет дифракционные пики с $m = \gamma^{-1}$. Например, при $\gamma = 0.5$ четные пики Брэгга подавлены, а нечетные пики усиливаются: многослойные структуры с $\gamma = 0.5$ называются четвертьволновыми структурами, потому что каждый слой покрывает ровно $\lambda/4$ падающей волны.

Периодические рентгеновские МИС принято характеризовать коэффициентом отражения в максимуме кривой дифракционного отражения R , а также ее шириной $\Delta\lambda$. Последняя определяет ширину спектральной полосы пропускания $\Delta\lambda/\lambda$ или ее обратную величину $\lambda/\Delta\lambda$, называемую спектральной разрешающей способностью. Полоса пропускания определяется количеством бислоев N , участвующих в формировании дифрагированного пучка [14]:

$$\Delta\lambda/\lambda = 1/mN. \quad (2)$$

Особая проблема в области МР и ЭУФ заключается в том, что все полезные материалы в определенной степени поглощают излучение. Поэтому четвертьволновые МИС редко используются в качестве оптических элементов: в четвертьволновых структурах толщина поглотителя настолько велика, что поглощение излучения часто слишком значительно для достижения высокой отражательной способности. Так как поглощение тонкого, сильно поглощающего материала может быть незначительным, если он расположен в узле поля стоячей волны, для уменьшения эффекта поглощения на отражательную способность МИС следует уменьшить толщину поглотителя ($\gamma < 0.5$). При этом оптимальное значение параметра γ^* определяется формулой [8,13]

$$\operatorname{tg} t(\pi\gamma^*) = \pi[\gamma^* + \operatorname{Im}\chi_B/\operatorname{Im}\Delta\chi]. \quad (3)$$

Тогда максимальная величина отражательной способности R_{\max} при $m = 1$ дается формулой

$$R_{\max} = (1 - w)/(1 + w),$$

$$w = [(1 - C^2 \cos^2 \pi\gamma^*)/(1 + C^2 \cos^2 \pi\gamma^* (\operatorname{Re}\Delta\chi/\operatorname{Im}\Delta\chi)^2)]^{1/2}, \quad (4)$$

где $\Delta\chi = (\chi_A - \chi_B)$, $C = 1$ и $C = \cos^2 \theta$ для $p(\pi)$ - $s(\sigma)$ -поляризаций соответственно.

Следовательно, максимально достижимый коэффициент отражения от МИС полностью определяется двумя параметрами: $\operatorname{Re}\Delta\chi/\operatorname{Im}\Delta\chi$ и $\operatorname{Im}\chi_B/\operatorname{Im}\Delta\chi$, а увеличение коэффициента отражения при выборе оптимального значения параметра γ является результатом компромисса между эффектами конструктивной интерференции волн, последовательно отраженных от границ раздела, и потерями на поглощение.

Если поглощение сведено к минимуму, увеличивается количество используемых бислоев N_{ef} и, следовательно, увеличивается разрешающая способность [8,14]:

$$\lambda/\Delta\lambda \approx (\pi/2)N_{\text{ef}} = (\sin^2 \theta/\operatorname{Im}\chi)\{(1 - C^2 y^2) \times [1 + C^2 y^2 (\operatorname{Re}\Delta\chi/\operatorname{Im}\Delta\chi)^2]\}^{-1/2}, \quad (5)$$

где $y = \sin(\pi\gamma)/\pi[\gamma + \operatorname{Im}\chi_B/\operatorname{Im}\Delta\chi]$, $\chi = \gamma\chi_A + (1 - \gamma)\chi_B$.

Критерии выбора материалов для МИС можно свести к трем правилам [7,8,13].

1. Для промежуточных слоев нужно выбирать вещество с максимально низким коэффициентом поглощения.

2. Сильнопоглощающий компонент МИС следует выбрать так, чтобы отношение $\operatorname{Re}\Delta\chi/\operatorname{Im}\Delta\chi$ было как можно больше.

3. Следует убедиться, что граница раздела между выбранными веществами физически и химически стабильна. Одним из наиболее важных является вопрос о совместимости материалов — в идеальном случае они не должны химически взаимодействовать или диффундировать один в другой.

Параметрами двухкомпонентной МИС, которые должны быть оптимизированы, являются: два разных материала слоев A и B , их толщины, порядок слоев ($ABAB \dots$ или $VABAV \dots$), общее количество бислоев N и многослойный период d . В общем, процесс оптимизации использует целевую (поисковую) функцию, которая определяется проектным заданием. Выбор подходящих многослойных материалов на основе оптических констант и стабильности материала является отправной точкой процесса проектирования. Оптимизация отдельных конструкций является сложной задачей и может быть решена только с использованием различных компьютерных алгоритмов [15–17].

2.2. Выбор материалов для МИС

Выбор разделительных и отражательных материалов обычно проводится путем анализа спектров поглощения различных материалов. В этом отношении представляют интерес такие спектральные особенности, как края поглощения элементов, соответствующих потенциалам ионизации K, L, M, \dots электронных оболочек. Поглощение рентгеновского излучения веществом связано с взаимодействием фотонов с электронами внутренних оболочек атома. При превышении энергией фотонов энергии связи электрона с ядром (порога возбуждения) электрон может быть удален из атома, что приводит к резкому возрастанию (скачку) поглощения рентгеновского излучения. Длину волны, соответствующую энергии порога возбуждения, называют краем поглощения данного элемента. Чуть выше (по длине волны) края поглощения элемента его коэффициент поглощения может быть достаточно малым (рис. 2), поэтому этот элемент может использоваться в качестве разделительного.

Плазму солнечной короны, как правило, трудно диагностировать (по температуре и плотности) по ее изображениям в первую очередь из-за множества спектральных линий, сформированных в разных условиях, которые попадают в спектральный интервал чувствительности телескопа, определяемый в первую очередь свойствами зеркал, которые составляют оптическую систему телескопа. Например, в области длин волн 17.7–20.7 nm наблюдаются линии ионов Fe X–XXIV, возбуждаемых в широком температурном диапазоне от 1×10^6 до 16×10^6 K, а также несколько линий ионов других элементов (O, Ca, Ni), которые соответствуют температурам от 0.3×10^6 до 5×10^6 K [18]. Это вносит существенные трудности при определении температуры

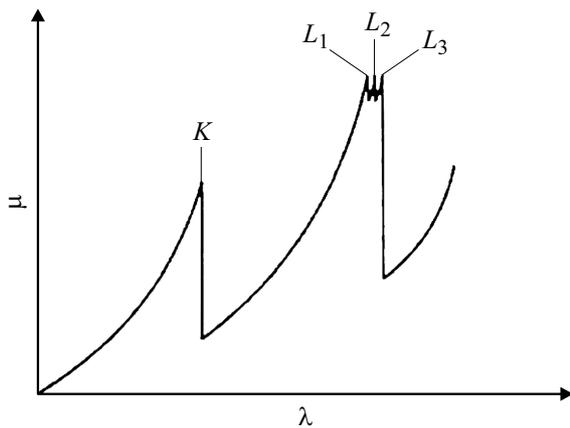


Рис. 2. Схематическое представление коэффициента поглощения μ как функция длины волны λ первичного фотона для четырех краев поглощения рентгеновского излучения (K , L_1 , L_2 и L_3).

наблюдаемой плазмы. Поэтому здесь следует использовать МИС с узкой спектральной полосой пропускания, обеспечивающей наблюдение плазмы короны на отдельных спектральных линиях.

Основной вклад в спектральное разрешение приборов дает зависимость коэффициента отражения входящих в состав оптической схемы отражающих многослойных структур МИС от длины волны. С повышением величины спектральной селективности зеркал $\lambda/\Delta\lambda$ увеличивается чувствительность телескопа, поэтому одной из важнейших характеристик отражательных покрытий наряду с пиковым коэффициентом отражения является спектральная селективность, зависящая от материалов, входящих в состав рентгеновских МИС, а также от соотношения толщин материалов в периоде (5) [19].

Диапазон 4.4–9.4 нм

Если речь идет о диапазоне длин волн, лежащих между K -краями поглощения углерода ($\lambda = 4.47$ нм) и бора ($\lambda = 6.63$ нм), то в качестве легкого элемента зеркал следует выбрать углерод, наиболее „прозрачный“ элемент в данном диапазоне. В качестве пары углероду оптимален хром, так как МИС на основе Cr/C хорошо изучены на длине волны 4.47 нм. Структура Cr/C с периодом $d = 3.35$ нм и $\gamma = 0.35$ имеет следующие расчетные отражательные характеристики: $R = 20.8\%$, $\lambda/\Delta\lambda = 118$ [19].

Авторы работы [20] сравнили прототипы МИС Mo/Y , Ru/V_4C и Ru/Y для регистрации линии солнечного спектра $Fe XVIII$ ($\lambda = 9.4$ нм). В этом исследовании Mo/Y действительно обеспечивает наивысший коэффициент отражения: $R = 34\%$ по сравнению с 28.3% для системы Ru/V_4C [21]. МИС Mo/Y была впервые предложена авторами работ [22,23] и имела при почти нормальном падении показатель отражения до 46% при длине волны около 11.4 нм. Для $\lambda \approx 9$ нм периодические узкополосные многослойные структуры Pd/V_4C показали значительно более высокий пиковый коэффициент

отражения, чем Mo/Y [24]. Однако МИС Pd/V_4C имеют чрезвычайно высокое напряжение, что увеличивает риск разрушения покрытия. Мотивированная хорошими характеристиками, достигнутыми с Mo/Y и Pd/V_4C , была разработана новая система, состоящая из слоев Pd и Y с тонкими (~ 0.6 нм) буферными слоями V_4C , нанесенными на каждый интерфейс для уменьшения взаимной диффузии Pd и Y [25]. Периодические мультислои $Pd/V_4C/Y$ обеспечивают пиковое отражение 43% при $\lambda = 9.4$ нм [26].

На длине волны 6.7 нм наибольшая отражательная способность получается при использовании многослойных зеркал на основе лантана в качестве отражателя и бора в качестве разделительного материала. Бор является предпочтительным материалом-разделителем для этой длины волны из-за непосредственной близости к K -краю поглощения бора. У чистого бора очень низкая скорость магнетронного распыления, поэтому на практике вместо бора используются некоторые карбиды, такие как V_4C . Исследования многослойных зеркал La/V , La/V_4C показали, что многослойные структуры La/V_4C имеют лучшие коэффициенты отражения [27].

Диапазон 13–35 нм

Диапазон длин волн экстремального ультрафиолета 13–35 нм представляет наибольшие возможности для изучения широкого круга процессов солнечной активности [28]. В этой области спектра находятся яркие линии ионов, соответствующие всему диапазону температур солнечной плазмы от верхней хромосферы до наиболее горячих структур короны: $Fe VIII$, $Fe XX$ и $Fe XXIII$ (вблизи $\lambda = 13.1$ нм), $Fe-IX$ ($\lambda = 17.1$ нм), $Fe-XII$ ($\lambda = 19.5$ нм), $Fe-XIV$ ($\lambda = 21.1$ нм), $Fe-XV$ ($\lambda = 28.4$ нм), $He-II$ ($\lambda = 30.4$ нм), $Fe-XVI$ ($\lambda = 33.5$ нм). При этом линии разной температуры возбуждения располагаются в спектре достаточно далеко друг от друга. Сравнивая изображения Солнца в этих каналах, можно получить данные о температурной структуре солнечной плазмы.

Обычно на длинах волн, превышающих длину волны L -края поглощения Si ($\lambda = 12.4$ нм), в области 13–30 нм широко используются многослойные комбинации материалов на основе Si [29,30]. Достигнутая к настоящему времени максимальная отражательная способность для хорошо изученной МИС Mo/Si [31–34] на длине волны MP 13.4 нм составляет 71% [32,33], что делает это оптическое устройство самым востребованным для спектроскопии Солнца.

Однако коэффициент отражения Mo/Si постепенно падает с увеличением длины волны. На длине волны 30.4 нм коэффициент отражения снижается примерно до 20% . Следовательно, на этой длине волны должны работать новые многослойные зеркала с высоким коэффициентом отражения. При создании мультислои для $\lambda = 30.4$ нм в работе [35] были исследованы эффективности отражательной способности некоторых комбинаций материалов на основе Mg и Si , включая МИС SiC/Mg , V_4C/Mg , Mo/Si , V_4C/Si , SiC/Si , C/Si и Sc/Si .

Было показано, что максимальной отражательной способностью и самой узкой полосой пропускания обладает комбинация материалов SiC/Mg, которая была выбрана для разработки многослойного материала с высоким коэффициентом отражения для излучения He-II.

В спектральном диапазоне $\lambda = 17\text{--}21\text{ nm}$ мультислои на основе Al ($\lambda_{L3} = 17.1\text{ nm}$) могут использоваться для производства зеркал, так как большое число многослойных комбинаций на основе алюминия обладает значительной отражательной способностью в этой области [36]. Были исследованы две многослойные структуры на основе Al: SiC/Al и Zr/Al [37–41]. В частности, в работе [39] приведены результаты измерения отражательных характеристик структуры Al/Zr для длины волны 17.1 nm с $\gamma = 0.36$, $R = 56\%$ и $\lambda/\Delta\lambda = 28$. Мультислои Al/Zr имеют очень низкое напряжение пленки и хорошую временную стабильность: прототип МИС не показал почти никаких изменений в отражательной способности после прохождения нескольких лет [26]. Он продемонстрировал хорошие оптические характеристики и стабильную структуру до 200°C , что считается очень ценным для дальнейшего практического применения. Выше 300°C аморфный сплав Al–Zr на границе слоев превращается в поликристаллический, что может быть причиной снижения отражательной способности [40].

Было показано [41], что в периодических многослойных зеркалах в области длины волны 17 nm Ве можно использовать в качестве оптически контрастного материала совместно с Al. В то же время благодаря низкому поглощению как Ве, так и Al можно ожидать уникальное сочетание отражательных характеристик: одновременно рекордно высокой пиковой отражательной способности и спектральной селективности. Получена отражательная способность 46% для структуры Ве/Al. Введение 1 nm Si поверх слоев Ве в каждый период увеличивает отражательную способность до 61% при нормальном падении. Увеличение коэффициента отражения многослойных зеркал Ве/Si/Al обусловлено сглаживанием границ раздела от среднеквадратичного значения 1.3 nm в чистых структурах Ве/Al до 0.6 nm в образцах, содержащих разделительный слой кремния.

В диапазоне длин волн $25\text{--}35\text{ nm}$ наиболее эффективным материалом для разделительных слоев благодаря своим оптическим константам является магний ($\lambda_{L3} = 25.1\text{ nm}$) [42]. Линия излучения He-II ($\lambda = 30.4\text{ nm}$), выбранная для приложений солнечной физики, например для изображения солнечной короны, требует высокой отражательной способности многослойных зеркал. Для проектирования зеркал, работающих на длине волны 30.4 nm , было изучено несколько комбинаций материалов, включая SiC/Mg, $\text{B}_4\text{C}/\text{Mg}$, C/Mg, Co/Mg и Si/Mg [35,43]. Показатели отражающей способности МИС Co/Mg и SiC/Mg оказались максимальными и достигали при почти нормальном падении 40.3% и 44.6% соответственно. Полученные результаты показывают, что многослойные зеркала SiC/Mg,

Co/Mg перспективны для использования на длине волны 30.4 nm .

МИС SiC/Mg привлек внимание исследователей благодаря уникальной комбинации высокой отражательной способности (более 40% [44,45]), хорошей спектральной селективности, термической стабильности до 350°C и практически полного отсутствия напряжения [45–48].

Однако система SiC/Mg склонна к катастрофической деградации из-за коррозии Mg. Эта проблема сделала покрытия Mg/SiC непригодными для использования в приложениях, требующих стабильности в течение длительного срока службы, например при работе с орбитальными телескопами [48]. В спектральном диапазоне $\lambda = 30\text{ nm}$ многослойная структура Si/ $\text{B}_4\text{C}/\text{Mg}/\text{Cr}$ оказалась лучше всех по эффективности отражения и долговременной стабильности. Слои B_4C и Cr препятствовали взаимной диффузии слоев Si и Mg [49].

Представляется предпочтительной замена чистого магния его соединениями, не подверженными окислению или взаимодействию с другим материалом МИС. В качестве легкого материала зеркал в диапазоне длин волн $25\text{--}35\text{ nm}$ в работе [39] предлагается выбрать силицид магния Mg_2Si . Система Co/Mg имеет лучшую термическую стабильность [50]. Кроме того, было показано [51], что в системе Co/Mg границы раздела являются резкими, и нет взаимной диффузии между слоями Co и Mg. В этой связи важным является выбор материала в пару к магнию, который бы не вступал с ним во взаимодействие, и по своим оптическим характеристикам обеспечил высокий коэффициент отражения. К таким материалам относится, например, цирконий. Магний и цирконий не взаимодействуют между собой. Авторы работы [52] показали, что термическая стабильность зеркал Zr/Mg при отжиге до 600°C оказалась выше, чем у $\text{Y}_2\text{O}_3/\text{Mg}$, SiC/Mg и Co/Mg. Отражательная способность МИС Zr/Mg составляет 30.6% на длине волны 30.4 nm . Коэффициент отражения слегка уменьшается с температурой отжига, когда она не выше 500°C , и в итоге падает до 15.1% при 600°C . Деградация характеристик объясняется шероховатостью границ раздела, вызванной релаксацией напряжений.

Авторы работы [53] описали результаты исследований, направленных на разработку оптимизированных многослойных МИС для будущих узкополосных телескопов. Было проведено сравнение мультислоев Si/Mo, Si/ Mo_2C , Si/ B_4C , Si/C и Si/SiC, все бислои предназначены для узкополосной визуализации в диапазоне длин волн $25\text{--}35\text{ nm}$. Обнаружено, что самый высокий коэффициент отражения может быть реализован с помощью мультислоев Si/ B_4C . К сожалению, несмотря на относительно хорошую термическую стабильность, адгезия в Si/ B_4C оказалась плохой, наблюдалось растрескивание во всех изученных образцах после хранения на воздухе в течение 10 месяцев. Плохая адгезия, вероятно, существует из-за высокого напряжения пленки; предполагая, что стресс действительно является причиной, можно надеяться в будущем уменьшить напряжение пленки

и, таким образом, улучшить адгезию за счет контроля процесса осаждения.

Среди обсуждаемых многослойных структур многослойная система Si/SiC обладает наилучшей спектральной избирательностью: например, если предположить, что линия He II ($\lambda = 30.4 \text{ nm}$) в шесть раз ярче, чем близлежащая линия Fe XVI ($\lambda = 33.5 \text{ nm}$), двухзеркальный телескоп, настроенный на линию Fe XVI, даст только 2.7% спектрального загрязнения при использовании покрытий Si/SiC, в то время как покрытие МИС Si/Mo даст 22% загрязнения.

Недавно была предложена новая пара материалов Be/Mg для использования в спектральной области около 30 nm. Структура Be/Mg имеет узкую спектральную полосу отражения ($\lambda/\Delta\lambda \approx 20$). Использование пленки Al толщиной 13 nm в качестве защитного слоя, нанесенного на верхний слой Be, позволило получить рекордно высокий коэффициент отражения 56%, а также стабилизировать структуру [54].

Диапазон 35–50 nm

На длинах волн ЭУФ более 40 nm расположена область, которая охватывает несколько важных линий солнечного спектра, включая Ne VII ($\lambda = 46.5 \text{ nm}$), O V ($\lambda = 63.9 \text{ nm}$). Для визуализации при нормальном падении в диапазоне длин волн 25–50 nm были предложены мультислой Sc/Si [46,55] и SiC/Mg [45].

Идеальное сочетание возбуждений валентных и основных электронов делает Sc наиболее перспективным элементом для МИС, предназначенных для длин волн в интервале 35–50 nm, а анализ спектров поглощения и расчеты оптических констант [56] позволили выделить пару Sc–Si как наиболее подходящее покрытие [57–59].

Коэффициент отражения при нормальном падении для зеркал Sc/Si равен 30–54% [60]. Полученные значения не являются, однако, пределами для покрытий Sc/Si. Теоретические оценки, а также исследования границ Sc/Si с применением электронной микроскопии указывают на большой потенциал для дальнейшего повышения их отражательной способности [55,60].

Многослойные Mg/SiC эффективно работают в области длин волн от 25 до 80 nm и выше. На этих длинах волн поглощение Mg остается стабильно низким и в сочетании с резкими и стабильными интерфейсами слоев дает максимальную отражательную способность 30–50% при почти нормальных углах падения. Mg/SiC обладает уникальным сочетанием благоприятных свойств: высокий коэффициент отражения, близкое к нулю напряжение пленки, хорошая спектральная селективность и термическая стабильность примерно до 350°C. Однако многослойная структура Mg/SiC страдает от коррозии, которая ухудшает отражательную способность и затрудняет ее использование в космических солнечных телескопах.

Авторы работ [48,61] продемонстрировали эффективные коррозионно-защитные структуры для многослойных Mg/SiC. Они состоят из наноразмерных слоев Al и Mg, которые самопроизвольно перемешиваются для

получения частично аморфного слоя Al–Mg, препятствуя атмосферному воздействию на МИС Mg/SiC при сохранении уникальной комбинации ее благоприятных отражательных свойств.

Авторам работы [39] также удалось предотвратить перемешивание слоев в МИС Si/Mg введением барьерных слоев V_4C и Cr. Для узкополосных зеркал на основе структуры Si/Cr/Mg/ V_4C измеренные характеристики пикового коэффициента отражения и спектральной селективности составили $R \approx 30\%$ и $\lambda/\Delta\lambda \approx 30$ соответственно [62].

Диапазон 50–121.6 nm

Спектральные линии в хорошо изученном плотно заселенном спектральном диапазоне 17–35 nm могут быть загрязнены линиями, соответствующими более высокой или низкой температуре. Таким образом, желательно развивать узкополосные мультислой для других длин волн ЭУФ, где линии промежуточных температур хорошо изолированы. Изолированные спектральные линии, охватывающие широкий диапазон температур, были обнаружены на более длинных волнах ЭУФ. Например, узкополосная визуализация линии O V ($\lambda = 62.97 \text{ nm}$, $2.4 \times 10^5 \text{ K}$) может заполнить пробел между низкотемпературной линией He II ($8 \times 10^4 \text{ K}$, $\lambda = 30.4 \text{ nm}$) и высокотемпературными линиями, такими как Fe XV ($2 \times 10^6 \text{ K}$, $\lambda = 28.4 \text{ nm}$) и Fe XVI ($3 \times 10^6 \text{ K}$, $\lambda = 33.5 \text{ nm}$) [63].

Лантаниды и близкие к ним элементы привлекли внимание исследователей из-за их относительно низкого поглощения в длинноволновой полосе ЭУФ [64]. В результате этих исследований выявлены те лантаниды, которые лучше соответствуют требованию низкого поглощения для длин волн в диапазоне 50–115 nm. Так, были разработаны многослойные устройства на основе Tb [65,66], Gd [63,67] и Nd [67] в сочетании с Si и SiC. На длинах волн, превышающих 69 nm, сообщалось о мультислоях на основе La и V_4C с дифракционным пиком при 90 nm [68]. МИС La/ V_4C были получены для диапазона 70–115 nm, и можно ожидать, что могут быть получены более эффективные многослойные пленки.

Отражательная способность, превышающая 20% при почти нормальном падении, была зафиксирована для МИС Si/Tb (SiC/Tb) для длины волны 60 nm [65]. МИС Si/Gd, разработанные для длины волны 62 nm, имели максимальный коэффициент отражения 26.2% при угле падения 5° [63]. Для спектрального диапазона $\lambda = 58.4 \text{ nm}$ (спектральная линия He I) имеются две возможности выбора основного материала. Первый — это использование материалов с высокой светоотражающей способностью, малым поглощением и малым количеством слоев в многослойной структуре, например родия (Rh) или рутения (Ru). Однако такие зеркала будут иметь чрезвычайно большую спектральную полосу пропускания. Другой вариант — использование относительно слабопоглощающих металлов, таких как Mg или Al. В работе [61] было показано, что Mg/SiC — подходящая пара материалов, потому что: а) поглощение

Mg остается относительно низким в широком диапазоне длин волн ЭУФ, начиная с 25 nm (*L*-край поглощения Mg) и простираясь примерно до 115 nm; б) существует хороший оптический контраст между материалами Mg и SiC; в) границы раздела Mg–SiC резкие и стабильные. Для спектрального диапазона $\lambda = 58$ nm авторы работы [49] проанализировали многослойную структуру Mo/Mg, разработали и измерили отражательную способность различных МИС на основе Mg/Al с барьерными слоями, таких как Mg/Al/C и Mg/Si/Al/C (порядок материалов указан, начиная с подложки).

В работе [69] были изучены отражательные характеристики трехкомпонентных многослойных зеркал Si/Al/Sc с защитным верхним слоем MoSi₂ как кандидатов для наблюдения солнечной короны в спектральной линии He I ($\lambda = 58.4$ nm). При 584 nm достигнуты пиковая отражательная способность 32% и ширина спектра $\Delta\lambda = 5.4$ nm.

Линия водорода Лаймана- α ($\lambda = 121.6$ nm) является самой интенсивной линией ЭУФ солнечного спектра; она чувствительна к изменениям атмосферных структур, формирующихся при температурах, типичных для нижней хромосферы верхней переходной области (около 30000 K) [70]. Для линии Lyman- α в работе [71] использовалось многослойное покрытие Al/MgF₂/B₄C, а в работах [70,72] — покрытие Al/MgF₂, обеспечивающее коэффициент отражения более 75%.

2.3. Оптимизация МИС

Уменьшение шероховатости границ раздела

Введение антидиффузионного барьерного слоя, как следует из вышеизложенного, в некоторых случаях может также способствовать уменьшению шероховатости границ раздела. Например, добавление тонкого слоя Mo на границе SiC–на–Al уменьшило шероховатость и, таким образом, улучшило оптические характеристики этой системы: интерфейсы мультислоев Al/Mo/SiC стали более резкими, чем интерфейсы системы Al/SiC [36,38,73].

Для того чтобы получить очень гладкие интерфейсы, которые сводят к минимуму диффузное рассеяние излучения, обычным является ионная полировка каждого слоя с использованием отдельной ионной пушки после ионного осаждения слоя [74] с энергиями ионов в пару сотен электронвольт или во время осаждения для того, чтобы помочь осажденным атомам достичь локальных позиций, соответствующих минимальной энергии системы [75,76]. Успешное применение сглаживания ионным пучком было сообщено Луисом и др. [77] для покрытий, разработанных для диапазона ЭУФ излучения.

Первоначально большинство сглаживающих экспериментов проводились с использованием ионов Ar⁺. Однако из-за небольших размеров Ar⁺ проникает глубоко в слои и, следовательно, может повредить границу под слоем. Чтобы уменьшить этот эффект, следует считать перспективным использование иона большего размера, такого как Kr⁺ [78].

На отражательные характеристики и изображающие свойства МИС существенное влияние оказывают подложки, на которые они наносятся. Наряду с общим требованием атомарной гладкости к подложкам предъявляются и специфические требования, связанные с особенностями задач, решаемых с помощью МИС. В работе [79] представлен обзор спецификации подложек, способов их изготовления и метрологии. Представлены основные материалы для подложек со сверхнизким коэффициентом расширения, подложки из кремния и карбида кремния. Также обсуждаются отдельные новые материалы подложек и технологии их изготовления.

Было обнаружено, что приложение отрицательного потенциала смещения (до -200 V) к подложке во время осаждения кремниевого слоя МИС Mo/Si приводит к более гладким границам раздела и улучшению морфологии слоя [80].

В ходе экспериментов по оптимизации параметров МИС Mo/Si в ряде работ [81,82] была обнаружена зависимость величины шероховатости границ от температуры подложки, причем минимальная шероховатость соответствовала температуре в диапазоне 120–250°C. Криогенное осаждение МИС Mo/Si было выполнено разными авторами [83,84]. Было обнаружено, что зеркала имеют более низкую шероховатость при температуре подложки во время осаждения -155°C по сравнению с осаждением при комнатной температуре. Этот результат можно объяснить тем, что при более низкой температуре подложки скорость зародышеобразования в начале стадии роста пленки выше. Это приводит к увеличению числа центров зародышеобразования и, следовательно, к более гладким границам.

Уменьшение напряжения

Из-за строгих требований к оптике МИС в области ЭУФ желательнее минимизировать деформацию, вызванную многослойным пленочным напряжением. Такая деформация может привести к изгибу подложки или расслоению пленки. Однако напряжение должно быть уменьшено или компенсировано без снижения отражательной способности МИС. Было показано, что напряжение в пленке может управляться условиями осаждения, такими как азотирование [85,86] и давление аргона [87–89].

Другие методы снижения напряжения в многослойных пленках Mo/Si включали отжиг после осаждения [88,90–92], введение антистрессовых буферных слоев [88,93–95], а также изменение фракции γ [88,96–98].

Было обнаружено [98], что значения напряжения в МИС Mo/Si увеличиваются почти линейно с увеличением γ . Известно, что отражательная способность МИС Mo/Si во многом зависит от параметра $\gamma = d_{\text{Mo}}/d$ и в спектральной области 13–13.7 nm достигает максимального значения при $\gamma \approx 0.42$ – 0.44 [98]. Изменение отношения толщин Mo и Si может быть использовано для снижения напряжений до почти нулевых уровней при $\gamma \approx 0.6$, но при большой потере отражательной способности ($R \approx 54$ – 57%) [98].

2.4. Конструкции телескопов нормального падения

Создание МИС открыло новые возможности для проведения астрофизических исследований Солнца, так как их узкие полосы пропускания в сочетании с высоким коэффициентом отражения позволяют диагностику полного диска Солнца методом изображающей спектроскопии. Метод основан на регистрации монохроматических изображений Солнца в линиях ЭУФ диапазона с высоким угловым, пространственным и временным разрешением [99].

Многослойные зеркала нормального падения позволяют создавать оптические системы телескопов, схожие с теми, которые используются в видимой области электромагнитного спектра. На рис. 3 показаны оптические схемы телескопов Кассегрена (*a*), Грегори (*b*) и Гершеля (*c*), применяемые для исследования Солнца.

В телескопе Кассегрена первичное вогнутое (параболическое) зеркало большего диаметра отбрасывает лучи на вторичное выпуклое (гиперболическое) зеркало меньшего диаметра (рис. 3, *a*). Вторичное зеркало расположено между первичным зеркалом и его фокусом, и полное фокусное расстояние больше, чем у первичного. Система неапланатична, т.е. несвободна от абберации комы.

Хорошо известно, что улучшенная эффективность в гораздо более широком поле зрения может быть достигнута с помощью апланатических телескопов, у которых (как минимум до третьего порядка) кома равна нулю и сферическая абберация отсутствует. Телескоп Ричи–Кретьена, являющийся апланатической формой конфигурации Кассегрена, использует гиперболоидную форму первичного и вторичного зеркал [100].

В системе Грегори лучи от первичного вогнутого параболического зеркала направляются на небольшое вогнутое эллиптическое зеркало, которое фокусирует их на детекторе (рис. 3, *b*). Поскольку эллиптическое зеркало расположено за фокусом первичного зеркала телескопа, фокусное расстояние в телескопе Грегори больше, чем в телескопе Кассегрена.

В системе Гершеля первичное зеркало имеет форму внеосевого асферического параболоида и наклонено так, что фокус находится вне главной трубы телескопа (рис. 3, *c*). По сравнению с двухзеркальным телескопом Ричи–Кретьена, который считается наиболее перспективным для достижения дифракционно-ограниченного углового разрешения, телескоп Гершеля благодаря однократному отражению более эффективен, прост и менее критичен к настройке, но имеет большие размеры [101].

Наиболее часто астрофизики используют системы Кассегрена (телескопы MSSTA [102–104], TRACE [105,106], HiLiTE [107], XDT [108], AIA [27,46,109], SUVI [110]) и Ричи–Кретьена (телескопы EIT [111], MSSTA [100,102–104], EUVI [112], СПИРИТ [113,114], SWAP [115,116]; АРКА [117,118], ТЕСИС [39,62,119], Ni–C [120]). Затем идут системы

Гершеля (MSSTA [102–104], СПИРИТ [113,114], Solar Orbiter EUV [121,122]) и Грегори (Solar Orbiter EUV [121,122]).

Остановимся на кратком описании особенностей некоторых телескопов. В мае 1991 г. была выведена на орбиту обсерватория MSSTA I, состоящая из семи телескопов Ричи–Кретьена с апертурой 127 mm, которые отображали диапазоны длин волн со спектральными линиями H I, He II, C V, O VI, Fe IX/X, Fe XII и Fe XVI, телескопа Гершеля с апертурой 75 mm для регистрации излучения Fe XII, двух телескопов Кассегрена с апертурой 62.5 mm, которые отражали излучение Fe IX/X и Fe XIV, и четырех телескопов Гершеля с апертурой 38 mm, которые регистрировали полосы с преобладанием эмиссионных линий Ne V, Si XII и Fe XX. Лучшие изображения получены MSSTA с разрешением 0.7".

Летная конфигурация обсерватории MSSTA II (запущена 3 ноября 1994 г.) включала шесть 127-мм телескопов Ричи–Кретьена, один 127-мм Гершеля, два 100-мм Гершеля, два 63-мм Кассегрена и восемь 38-мм Гершеля. Эти модификации позволили MSSTA II регистрировать 17 изображений одновременно в 17 полосах пропускания [103].

Значительно облегчить стоимость, уменьшить риск и сложность солнечных миссий может концепция формирования изображения на нескольких длинах волн с использованием одного многослойного покрытия [123]. Например, существующая практика отображения нескольких длин волн состоит в том, чтобы разделить каждое зеркало телескопа на несколько секторов, причем каждый сектор настроен на одну конкретную длину волны. Этот подход требует разработки нескольких многослойных покрытий и использование аппаратной маски, помещенной поверх зеркала во время многослойного осаждения. Кроме того, для применения нескольких каналов ЭУФ для достижения научных целей миссии иногда должны быть использованы несколько телескопов [48].

Например, прибор AIA на борту Обсерватории солнечной динамики состоит из четырех телескопов Кассегрена и предназначен для изучения солнечной короны. Получаемые почти одновременно изображения охватывают по крайней мере 1.3 диаметра Солнца на нескольких длинах волн с угловым разрешением $\sim 1''$, полем обзора более $41'$, частотой 10 с или лучше. Каждый телескоп создает изображения на двух разных длинах волн благодаря двум различным многослойным покрытиям, нанесенным на две соответствующие D-образные области каждого зеркала. Таким образом, предусмотрены в общей сложности восемь каналов — семь в диапазоне ЭУФ (табл. 1) и один в ультрафиолетовом диапазоне. Для каждой экспозиции одна половина апертуры выбирается либо блокировкой другой половины с помощью апертурного затвора, либо путем выбора фильтра, расположенного в фокальной плоскости [27,46,109].

Зеркала телескопов Ричи–Кретьена EIT [111], EUVI [112] и SPIRIT [113,114] разделены на четыре

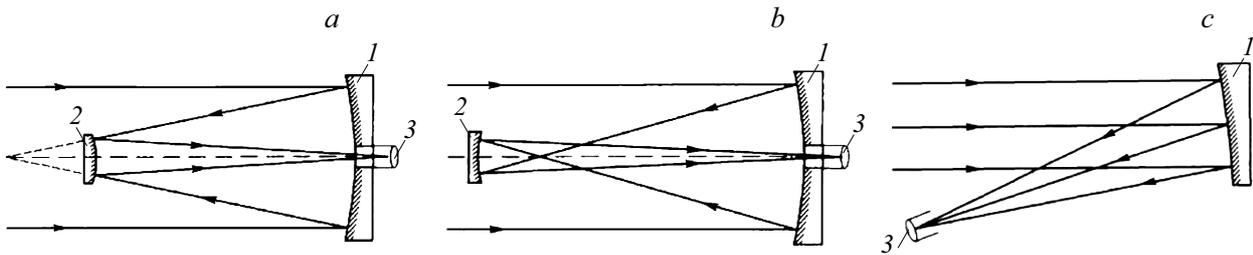


Рис. 3. Оптические схемы телескопов систем Кассегрена (а), Грегора (b) и Гершеля (c): 1 — первичное зеркало, 2 — вторичное зеркало, 3 — детектор (см. текст).

Таблица 1. Длины волн ЭУФ с соответствующими спектральными линиями и температурами (T), используемыми в приборе AIA [46]

Канал, λ	МИС	$\Delta\lambda$	Спектральная линия	Область Солнца	Log (T)
335.4 Å	SiC/Mg	14 Å	Fe XVI	Корона активной области	6.4
303.8 Å	SiC/Mg	13 Å	He II	Хромосфера, переходная область	4.7
211.3 Å	Mo/Si	11.0 Å	Fe XIV	Корона активной области	6.3
193.5 Å	Mo/Si	9.7 Å	Fe XII, XXIV	Корона и горячие вспышки плазмы	6.1, 7.3
171.1 Å	Mo/Si	7.4 Å	Fe IX	Спокойная корона, верхняя переходная область	5.8
131.0 Å	Mo/Si	4.8 Å	Fe XX, XXIII	Области вспышек	7.0, 7.2
93.9 Å	Mo/Y	1.1 Å	Fe XVIII	Области вспышек	6.8

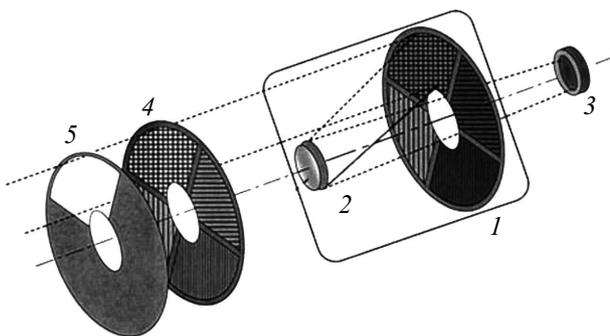


Рис. 4. Схема телескопа SPIRIT Ричи–Кретьена: 1 и 2 — первичное и вторичное зеркала телескопа Ричи–Кретьена соответственно; 3 — детектор; 4 — входные фильтры; 5 — селекторная диафрагма [114].

сектора для последовательного получения изображений солнечного диска в четырех узких спектральных полосах. Излучение проходит через селекторную диафрагму 5 и через выбранный сектор фильтров 4 (рис. 4). Фильтры подавляют большую часть ультрафиолетового, видимого и инфракрасного излучения и не пропускают

солнечное тепло в телескоп. Затем излучение попадает в один из четырех квадрантов оптики. Каждый квадрант первичного и вторичного зеркал покрыт узкополосной МИС, оптимизированной для одной из четырех линий солнечного спектра.

На рис. 5,а представлены изображения Солнца, полученные в канале 304 Å (He II). Это изображение имеет грануляционную структуру, характерную для переходного слоя солнечной атмосферы с температурой ~ 50 000 К. Как показали наблюдения, эта структура имеет динамику, отличающуюся от динамики более низких и холодных (хромосфера) и более высоких и горячих (корона) слоев Солнца, что свидетельствует о других механизмах и процессах, протекающих в переходном слое. Наблюдения в канале 171 Å (рис. 5, b) позволили зарегистрировать явления и процессы в более горячей (с температурой около 10⁶ К) и динамичной области короны. Структура этой области совершенно иная, чем переходный слой, в силу более высокой степени локализации плазмы. На приведенном рисунке хорошо видны наиболее характерные корональные структуры: яркие активные области и рентгеновские точки, надлимитовые

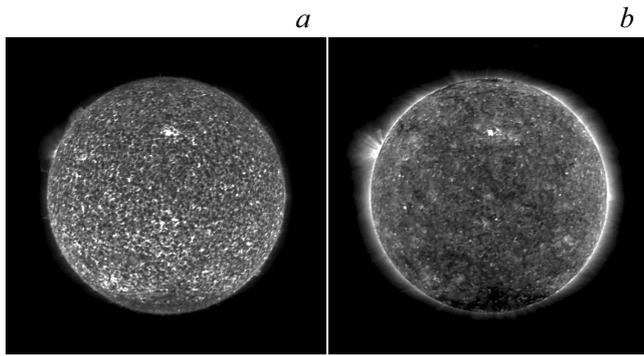


Рис. 5. Изображения, полученные прибором ТЕСИС в канале 304 Å (спектральная линия иона He II) (a) и в канале 171 Å (спектральная линия иона Fe IX) (b) [119].

Таблица 2. Расчетные параметры многослойных покрытий для телескопа SUVI [110]

Длина волны (Å)	93.9	131.2	171.1	195.1	284.2	303.8
Материалы покрытия	Mo/Y	Mo/Si	Mo/Si	Mo/Si	Mo/Si	Mo/Si
Толщина бислоя d (Å)	47.80	67.15	88.35	102.00	152.50	165.00
Число бислоев	120	50	40	40	20	20
$\gamma = d_{\text{Mo}}/d$	0.35	0.36	0.175	0.15	0.15	0.15

аркады над активными областями, корональные дыры — области пониженной эмиссии [119].

Телескоп Кассегрена SUVI — первый солнечный телескоп EUV, который имеет шесть каналов с разными многослойными покрытиями, размещенными на каждом зеркале [110]. Все шесть покрытий были нанесены на каждое зеркало в виде 60-градусных сегментов, которые точно настроены на определенную длину волны ЭУФ (табл. 2) для „зондирования“ определенной температурной области наблюдаемой солнечной атмосферы.

Для одновременной регистрации двух линий излучения было предложено и оптимизировано двухполосное покрытие зеркал [123]. В телескопе Гершеля FSI покрытие состоит из суперпозиции двух периодических МИС $[\text{SiC}/\text{Mo}/\text{Al}]^4/\text{Al}/[\text{SiC}/\text{Mo}/\text{Al}]^{30}$, разделенных буферным слоем. Первая структура покрытия представляет собой МИС Al/Mo/SiC, использующая первый порядок отражения ($\lambda = 17.4 \text{ nm}$, 30 периодов с $d = 8.95 \text{ nm}$). Алюминиевый буферный слой и вторая МИС Al/Mo/SiC наносится сверху. Эта вторая МИС использует первый порядок отражения ($\lambda = 30.4 \text{ nm}$, 4 периода с $d = 16.5 \text{ nm}$). Толщина буферного слоя оптимизирована для достижения желаемой формы двух пиков Брэгга и подавления нежелательных длин волн [122].

3. Фокусирующая оптика жесткого рентгеновского излучения. Телескопы скользящего падения

При нормальном падении только что описанный подход, широко используемый в ЭУФ для изучения Солнца, может быть распространен на более короткие длины волн МР, подходящие для наблюдений как галактических, так и внегалактических источников рентгеновского излучения [99,124]. Обычно для изучения астрономических объектов, излучающих в диапазоне МР, используются телескопы с оптикой скользящего падения [1]. Значительное продвижение визуализации связано с реализацией телескопов, способных фокусировать излучение с энергией 10–200 keV, для которого использование рентгеновских телескопов нормального падения ограничено невозможностью изготовления МИС с малой величиной бислоя, а телескопов скользящего падения — малой величиной критического угла полного внешнего отражения ЖР и гамма-излучения. Однако хорошая отражательная способность при углах скольжения больше критического может быть достигнута за счет использования МИС. Таким образом, многослойная оптика и оптика скользящего падения могут дополнить друг друга и быть эффективно объединены в гибридную систему для многих астрономических приложений.

Однако в отличие от узкополосной оптики ЭУФ, используемой в астрофизике Солнца, эффективная фокусирующая оптика ЖР и гамма-излучения должна быть широкополосной.

3.1. МИС с градиентом по глубине

Более эффективным вариантом увеличения пропускной способности МИС является изменение d -интервала таким образом, чтобы излучение разных энергий отражалось на разных глубинах МИС. Таким образом, очевидная возможность расширения полосы пропускания состоит в создании многослойной структуры с плавным изменением периода по глубине [125–130]. При этом излучение с более короткой длиной волны дифрагирует на более глубоких слоях структуры, так как оно обычно имеет более низкий коэффициент поглощения (рис. 6).

Хорошо известная возможность конструирования аперодической МИС состоит в том, чтобы постепенно уменьшать d -интервал в соответствии со степенным законом [125]:

$$d(j) = a/(j + b)^c, \quad (6)$$

где $j = 1, 2, \dots, n$ обозначает индекс j -го бислоя. Коэффициенты a , b , c , а также количество бислоев N , толщина фракция γ должны быть оптимизированы для того, чтобы получить желаемую отражательную способность в зависимости от энергии фотонов. Для градиентных МИС, часто называемых суперзеркалами, параметр γ может быть постоянной или медленно изменяемой величиной для того, чтобы оптимизировать эффективность

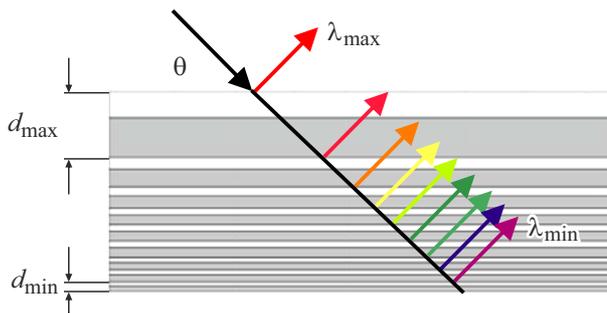


Рис. 6. Принципиальная схема градиентной по глубине МИС [130].

отражения, т.е. чтобы найти лучший компромисс между конструктивной интерференцией и фотоэлектрическим поглощением [131].

Другая возможная стратегия конструирования градиентных МИС — это блочный метод, который характеризуется блоками с постоянным d [132]. В этой конструкции блок, обеспечивающий отражение излучения с самой низкой энергией, должен быть размещен на поверхности, чтобы уменьшить поглощение. Более глубоко расположенные блоки способствуют отражению рентгеновских лучей с более высокой энергией.

Многослойные покрытия для рентгеновских и гамма-телескопов способны значительно увеличить их отражательную способность. Этот подход, уже рассмотренный и изученный в работах [4,125,132,133], особенно привлекателен, поскольку позволяет распространить характеристики и результаты технологий, разработанных для фокусирующей оптики МР, на оптику ЖР и мягкого гамма-излучения.

Требования к оптическим константам элементов градиентных МИС зависят от применяемого критерия оптимизации и в общем случае отличаются от таковых для случая периодических зеркал. Тем не менее пары материалов, дающие наилучшие результаты в периодических МИС, как правило, бывают хороши и в аperiodических структурах.

Материалы, выбранные для создания многослойных конструкций с градиентом периода по глубине для рентгеновских телескопов ($10 \text{ keV} < R < 100 \text{ keV}$), были ориентированы на МИС W/Si, W/SiC, Pt/C и Pt/SiC [134]. Эти комбинации материалов были выбраны из-за их хорошей временной стабильности и низкой шероховатости границы раздела. Однако W и Pt имеют края поглощения в диапазоне энергий 70–80 keV. Если посмотреть на оптические константы, Cu и Ni были бы хорошими кандидатами для замены материалов с высоким атомным номером Z , поскольку K -края поглощения Cu и Ni находятся ниже 10 keV. Альтернативные W/Si-структуры включают Cu/Si [135], Mo/Si, Ni/C, Pt/C, а также NiV/C и NiV/SiC [136]. За исключением МИС Pt/C, применение которой ограничено K -краем поглощения Pt (78.4 keV), все эти материалы способны

к широкополосному отражению фотонов с энергией от 20 до 100 keV. Pt/C и Ni/C дают отличные результаты эффективности, но более высокая скорость осаждения кремния по сравнению с углеродом заставляет систему Cu/Si казаться лучшим выбором для зеркал, отражающих излучение с энергией выше K -края поглощения W (69.5 keV) [126].

Так как покрытия WC/SiC допускают очень малые d -расстояния [137], комбинация WC/SiC или хорошо зарекомендовавшего себя W/SiC с вышеупомянутыми Cu- и Ni-содержащими мультислоями в одном двухкомпонентном блоке МИС позволяет создавать новые конструкции рентгеновских и мягких гамма-телескопов [138].

3.2. Телескопы на основе градиентных МИС

Первые астрономические наблюдения с использованием ЖР излучения были выполнены в экспериментах с воздушным шаром обсерваторией InFOCUS в 2001 и 2004 гг. [139–141]. Рентгеновские снимки в диапазоне энергий от 25 до 45 keV были успешно получены с использованием градиентных мультислоев Pt/C, нанесенных на зеркала, расположенные в геометрии Вольтера I. Эта геометрия, широко используемая в телескопах МР, сочетает в себе два типа зеркал скользящего падения, поверхности которых являются поверхностями вращения: первичное параболическое и вторичное гиперболическое зеркала [142]. Преимущество системы двойных зеркал — это уменьшение оптических aberrаций, таких как кома. Чтобы увеличить эффективную площадь сбора рентгеновского телескопа, несколько вложенных зеркальных оболочек объединены вместе (рис. 7) [143]. Дорогостоящую и трудоемкую в изготовлении зеркал оптическую схему Вольтера I можно заменить конической конфигурацией Вольтера I, в которой парабола и гипербола аппроксимируются двойным конусом [144]. Это решение может значительно уменьшить стоимость и сложность изготовления зеркал, но за счет уменьшения углового разрешения.

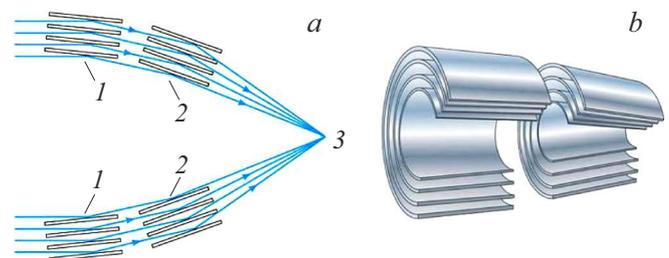


Рис. 7. Ход рентгеновских лучей в многослойном зеркале Вольтера I: лучи последовательно отражаются от параболической 1 и гиперболической 2 поверхностей каждой зеркальной оболочки для формирования фокуса 3 (a). Трехмерное (объемное) схематическое изображение зеркальных оболочек в конфигурации Вольтера I (b).

Телескопы, созданные для наблюдения неба в диапазоне ЖР, как правило, используют оптику в коническом приближении к геометрии Вольтера I. При этом возможны различные методы изготовления оптики, материалы подложек [1] и состав градиентных МИС. Например, фокусирующая оптика телескопов HEFT [145–151] и NuSTAR [151–159] основана на многослойных градиентных покрытиях, нанесенных на термически сформированные тонкие стеклянные зеркальные сегменты [160–162].

HEFT был запущен 18 мая 2005 г. на воздушном шаре в верхние слои атмосферы. Телескоп состоит из нескольких отдельных модулей. Каждый модуль содержит 72 плотно вложенных зеркальных оболочек толщиной 0.3 мм с радиусом от 40 до 120 мм. Каждая зеркальная оболочка разделена на 5 зеркальных сегментов (рис. 8). Таким образом, модуль телескопа состоит из 1440 зеркальных сегментов [150]. Каждый сегмент покрыт градиентной МИС с помощью планарного магнетронного распыления. Многослойные структуры W/Si используется на внешних, а Ni/C — на внутренних оболочках.

NuSTAR был выведен на орбиту 13 июня 2012 г. с двумя совмещенными и независимыми телескопами, каждый из которых состоит из оптического модуля и детектора CdZnTe в фокальной плоскости, отделенных друг от друга 10-метровой развертываемой мачтой. Миссия NuSTAR является расширением и совершенствованием конструкции, успешно примененной в эксперименте HEFT на воздушном шаре, и первым фокусирующим телескопом рентгеновского излучения высоких энергий на орбите. NuSTAR работает в диапазоне энергии фотонов от 3 до 79 keV, расширяя таким образом диапазон телескопов далеко за пределы 10 keV, достигнутого всеми предыдущими рентгеновскими спутниками.

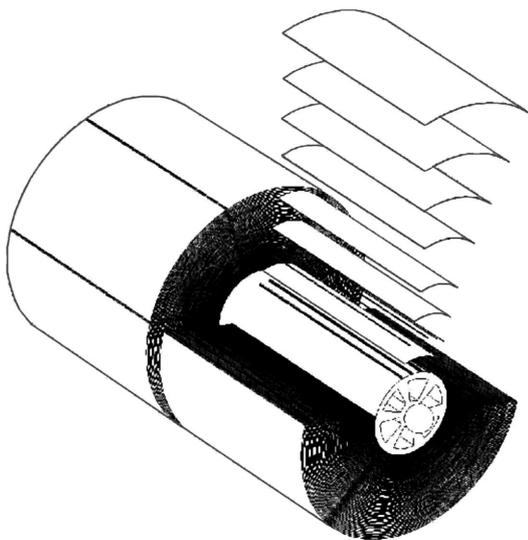


Рис. 8. Монтажная геометрия модуля телескопа HEFT. 72 оболочки построены из отдельных стеклянных сегментов с помощью точно обработанных графитовых прокладок [147].

Каждый оптический модуль NuSTAR содержит по 133 вложенных зеркальных оболочек. Каждая оболочка состоит из 12 или 24 тонких (0.2 мм) стеклянных сегмента, в зависимости от радиуса оптики. Внутренние 89 оболочек покрыты градиентной многослойной структурой Pt/C, эффективной для энергии фотонов ниже K -края поглощения Pt. Наружные 44 оболочки покрыты многослойной структурой W/Si, действующей эффективно ниже K -края поглощения W. Угловое разрешение NuSTAR достигает $40''$, в то время как разрешение оптики HEFT не превышало $1.5'$ [151].

Оптика телескопов миссий InFOCUS [139–141,163] и ASTRO-H [164–166] основана на использовании тонких алюминиевых сегментов, покрытых МИС Pt/C.

InFOCUS представляет собой проект наблюдения с аэростата космического источника жесткого рентгеновского излучения. Оптика телескопа рассчитана на работу в диапазоне энергий 20–80 keV (нижний предел энергии 20 keV обусловлен атмосферным поглощением, верхний предел — K -краем поглощения платины) и состоит из 255 вложенных тонких (толщиной 0.17 мм) зеркальных оболочек.

Японский рентгеновский астрономический спутник ASTRO-H был выведен на орбиту 17 февраля 2016 г. Он оснащен двумя идентичными жесткими рентгеновскими телескопами (НХТ), которые охватывают диапазон энергий от 5 до 80 keV. Оптика НХТ имеет фокусное расстояние 12 м. Для получения большой эффективной площади используется 213 цилиндрических зеркальных оболочек толщиной 0.2 мм, диаметром от 120 до 450 мм и длиной 200 мм.

HEX-P [167,168] — это концепция телескопа следующего поколения, который значительно расширит возможности широкополосных рентгеновских наблюдений. Изучая диапазон энергий 2–200 keV, HEX-P будет иметь в 40 раз большую чувствительность, чем у любой предыдущей миссии в диапазоне 10–80 keV, и будет первым фокусирующим устройством, работающим в энергетическом диапазоне 80–200 keV. Повышение чувствительности до $E \sim 200$ keV особенно интересно, так как несколько ключевых ядерных переходов радиоактивных элементов, возникающих при взрывах сверхновых, лежат между 50 и 200 keV. Например, интерес представляют распады ^{44}Ti (68 и 78 keV) и ^{56}Ni (158 keV), так как возникновение и выброс ^{44}Ti чувствительны к механизму взрыва, а временная эволюция интенсивности линии ^{56}Ni чувствительна к структуре и динамике выброса [147].

Телескоп HEX-P рассчитан на угловое разрешение при половинном диаметре мощности (HPD) $15''$, что считается достижимой целью в течение следующего десятилетия [169] (запуск HEX-P запланирован на 2031 г.).

HEX-P будет состоять из трех модулей, ориентированных на отдельные детекторы. Передовая технология производства и сборки зеркал HEX-P основана на полировке монокристаллических кремниевых пластин и их модульной сборке [169]. В случае HEX-P

~ 50000 малых зеркальных сегментов, каждый размером $100 \times 100 \times 0.25$ mm, будут изготовлены, покрыты градиентными МИС (для расширения полосы пропускания от 80 до 200 keV предполагается использовать гибридное покрытие W/C + Ni/C) и интегрированы в 42 модуля, которые затем будут собраны в 9 мета-оболочек, которые, в свою очередь, будут интегрированы в три идентичные зеркальные сборки.

4. Фокусирующая оптика мягкого гамма-излучения. Лауэ-линза

Наблюдения за гамма-лучами неба позволяют выявить самые мощные источники и самые бурные события во Вселенной. В то время как в более низких диапазонах длин волн, как правило, преобладают тепловые процессы, наблюдаемое гамма-излучение дает возможность увидеть нетепловую Вселенную. Здесь частицы ускоряются до экстремальных релятивистских энергий за счет механизмов, которые все еще плохо изучены, и ядерные реакции синтезируют основные составляющие нашего мира. Космические ускорители и космические взрывы — главные научные темы, которые рассматриваются в режиме гамма-излучения.

Технологические достижения последних лет в области фокусировки гамма-лучей с использованием методов дифракции проложили путь к научным миссиям, обеспечивающим значительные улучшения по сравнению с прошлыми миссиями [170] по чувствительности и угловому разрешению. Такое будущее гамма-визуализации позволит изучать процессы ускорения частиц и физику взрыва с беспрецедентными деталями, дающими важные ключи к разгадке природы самых бурных и самых энергетических процессов во Вселенной [171].

4.1. Структурные особенности линзы Лауэ

Лучшая методика фокусировки мягкого гамма-излучения — дифракция в геометрии прохождения, т.е. в геометрии Лауэ. В частности, линза Лауэ фокусирует гамма-лучи с помощью большого количества кристаллов, расположенных и точно ориентированных в концентрических кольцах [5,172–175] (рис. 9). Этот принцип применим для энергий фотонов от 100 keV до 1.5 MeV.

Для правильной фокусировки фотонов, отраженных от всех кристаллов в одну точку, направление вектора дифракции каждого кристалла должно пересекать ось линзы, а его наклон относительно фокальной плоскости должен быть равен углу Брэгга θ . Угол θ также определяет энергию отраженных фотонов и зависит от расстояния r между центром кристалла и осью линзы, а также от фокусного расстояния f . Для данного кристаллического материала внешний радиус линзы и фокусное расстояние определяют минимальную энергию, которая может быть сфокусирована [176].

Таблица 3. Параметры восьми колец линзы Лауэ для фокусировки фотонов с энергией 170 keV ($f = 277$ cm), использующих кристаллы Ge (параметр решетки $a = 5.65$ Å), разработанной для проекта CLAIRES [177]

Кольцо	Плоскость (hkl)	$d(hkl)$, Å	Число кристаллов	Радиус, mm	Угол Брэгга
1	111	3.27	28	61.7	0.64°
2	220	2.00	52	100.8	1.04°
3	311	1.71	56	118.2	1.22°
4	400	1.41	72	142.6	1.48°
5	331	1.30	80	156.2	1.61°
6	422	1.15	88	174.7	1.81°
7	333	1.09	96	188.2	1.92°
8	440	1.00	104	201.7	2.09°

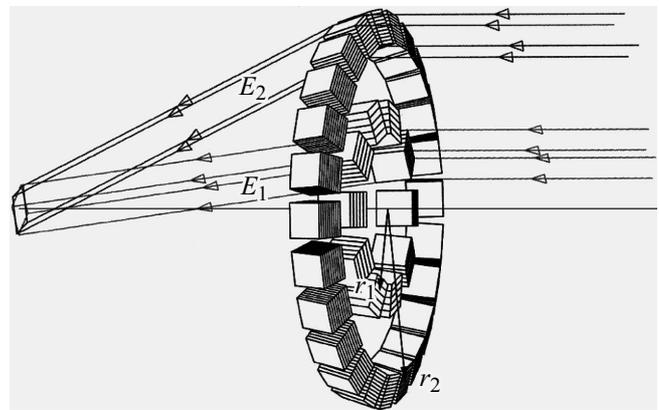


Рис. 9. Ход лучей с энергией E_1 и E_2 ($E_1 > E_2$) линзы Лауэ. Фокусное пятно является проекцией кристаллов на фокальную плоскость [177].

Можно выделить два подкласса кристаллических дифракционных линз — линзы Лауэ с узкой полосой пропускания и широкополосные линзы Лауэ. В узкополосных линзах Лауэ, таких как CLAIRES, каждое кольцо кристаллов использует свой набор кристаллических плоскостей $[hkl]$ для фокусировки фотонов одной энергетической полосы в общее фокусное пятно. Для данного фокусного расстояния f радиус кольца i линзы r_i задается формулой

$$r_i = f \tan[2\theta_i] \approx f \lambda d_i, \tag{7}$$

где d_i — межплоскостное расстояние кристаллов i -го кольца, λ — длина волны излучения.

В табл. 3 приведены параметры узкополосной линзы Лауэ, разработанной для баллонного телескопа CLAIRES [177], состоящей из расположенных на восьми концентрических кольцах кристаллов германия.

В широкополосном типе дифракционной линзы может использоваться один набор кристаллических плоскостей с оптимальной дифракционной эффективностью. При этом из-за разного угла Брэгга каждое концентрическое кольцо кристаллов фокусирует фотоны с энергией,

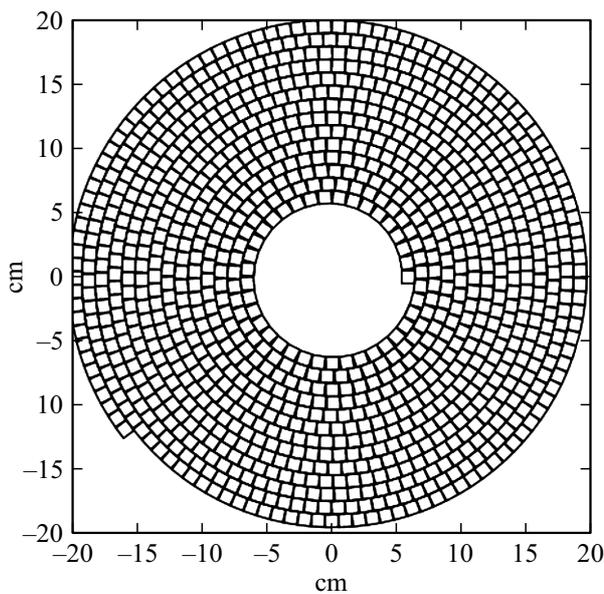


Рис. 10. Конфигурация прототипа линзы Лауэ с расположением кристаллов вдоль спирали Архимеда. Размер линзы соответствует фокусному расстоянию 210 см и номинальной полосе пропускания 60–200 keV [179] (см. текст).

немного отличной от энергии фотонов, фокусируемых кристаллами соседнего кольца. Таким образом, этим типом объектива может быть покрыта широкая энергетическая полоса. Если кристаллы кольца 1 настроены на дифракцию фотонов с энергией E_1 , дифракционные плоскости кольца 2 должны быть наклонены по отношению к падающему лучу немного больше, чтобы отразить энергию $E_2 < E_1$ в тот же фокус (рис. 9).

По-видимому, лучшее расположение кристаллов дается спиралью Архимеда, обеспечивающей равномерно меняющееся значение r (рис. 10). Было показано [178–180], что в случае одинаковых межплоскостных расстояний всех кристаллов линзы это расположение дает плавное изменение эффективной площади сбора данных линзы с энергией и свободу от скачков, обусловленных вкладом более высоких порядков дифракции [179,180].

Однако концепции миссий, таких как GRI [181,182], CLAIRE [177], MAX [183,184]; DUAL [185], ASTENA [186], основаны на линзах Лауэ, состоящих из набора колец. Поскольку кольца фокусируют излучение в одну точку, но имеют разный радиус, угол Брэгга изменяется от одного кольца к другому.

4.2. Кристаллы для линзы Лауэ

Для непрерывного охвата широкого диапазона энергии кристаллы каждого кольца должны обладать достаточно широкой полосой пропускания, чтобы обеспечить перекрытие полос пропускания соседних колец. Поэтому совершенные кристаллы обычно заменяются мозаичны-

ми кристаллами или кристаллами с изогнутыми дифракционными плоскостями [181,187].

Мозаичные кристаллы

Мозаичный кристалл представляет собой агломерат кристаллических блоков. Каждый блок сам по себе идеален, но соседние блоки немного разориентированы относительно друг друга. Такой кристалл имеет более низкий пиковый коэффициент отражения, чем идеальный кристалл, но более высокий интегральный коэффициент отражения и поддерживает значительную отражательную способность в диапазоне углов, который может быть намного больше, чем угловая ширина отражения совершенного монокристалла. Угловое распределение блоков можно аппроксимировать непрерывной функцией. Предполагается, что эта функция является гауссовой с шириной на половине высоты Ω , называемой разбросом мозаики. Подробное описание дифракции в мозаичных кристаллах дано Захариасеном [188].

Энергетическая полоса пропускания кристалла и, следовательно, полного кольца определяется следующей формулой:

$$\Delta E_i = 2\Omega E_i f / r_i. \quad (8)$$

Минимальное значение Ω для кристаллов как функция фокусного расстояния и радиального размера кольца r_i кристаллических пластин определяется условием [181]

$$\Omega \geq (r_{i+1} - r_i) / 2f. \quad (9)$$

Критериями качества мозаичного кристалла являются разброс мозаики, который должен находиться в диапазоне от 10'' до 60'', дифракционная эффективность, однородность и воспроизводимость. Для достижения максимальной пропускной способности линзы разброс мозаики кристаллов должен быть выбран как можно большим, однако следует иметь в виду, что пространственное разрешение и чувствительность телескопа ограничены так называемым эффектом мозаичной расфокусировки [172,174,189].

В первом приближении дифракционная эффективность кристалла растет с ростом его электронной плотности. Тем не менее более точный анализ потребует рассмотрения геометрии решетки кристалла и поглощения излучения (которое увеличивается с увеличением Z и уменьшается с увеличением энергии фотонов) [173,187,190].

Кристаллы меди, золота, германия, кремний–германиевых сплавов уже применялись в качестве дифракционных элементов для линз Лауэ. Например, кристаллы $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с градиентом состава, мозаика Cu и Au показали выдающиеся характеристики, такие как отражательная способность до 31% при 600 keV (Au) или 60% при 300 keV (SiGe) и малый угловой разброс 15'' (Cu), что очень хорошо соответствует требованиям применения в линзах Лауэ [187]. В работе [177] сообщалось о кристаллах $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ ($x \approx 0.02$), выращенных по модифицированной методике Чохральского. Мозаичность

кристаллов $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ находилась в диапазоне примерно от $30''$ до $2'$.

Критическим моментом является возможность выращивания кристаллов с четко определенной мозаичностью или с четко определенной плотностью дислокаций. В настоящее время доступны бездислокационные кристаллы германия высокого качества, так что заданная степень мозаичности может быть намеренно получена в процессе роста [191] или соответствующей пост-ростовой обработкой [192,193]. Кристаллы германия с разбросом мозаики от 0.2 до 1.5° можно получить [191] при использовании пластической деформации при высокой температуре, но контроль за хорошей точностью этого параметра затруднен, особенно в диапазоне мозаичности от $1'$ до нескольких десятков угловых секунд.

Авторы работы [194] пришли к выводу, что кристаллы GaAs с определенным мозаичным разбросом можно вырастить, правильно выбрав условия роста, а именно температурный градиент на границе солидуса и ликвидуса, стехиометрическое отклонение расплава или концентрацию легирующей примеси.

При проектировании и создании линз Лауэ наибольшей „популярностью“, как правило, пользуются мозаичные кристаллы меди и германия. Например, в работе [195] сообщалось о создании линзы Лауэ, состоящей из 600 монокристаллов германия (кубики со стороной 0.93 cm), использующих дифракционные плоскости [111], [220], [311], [400], [331], [422], [333] и [440], установленных в 8 концентрических кольцах.

Дифракционная линза Лауэ миссии MAX будет состоять из 13740 кристаллов меди и германия ($\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, $x \sim 0.02$), расположенных на 36 концентрических кольцах. Она будет одновременно фокусировать фотоны в двух энергетических полосах, каждая из которых сосредоточена на одной из основных научных целей миссии: полоса $800\text{--}900\text{ keV}$ предназначена для изучения ядерных линий гамма-излучения сверхновых типа Ia (например, линия распада ^{56}Co при 847 keV), а полосу $450\text{--}530\text{ keV}$ предполагается использовать для изучения электрон-позитронной аннигиляции. Кристаллы Cu (111), Cu (200), Cu (220), Cu (222) (18 колец) и Ge (311) (2 кольца) предназначены для покрытия полосы $800\text{--}900\text{ keV}$, кристаллы Cu (111), Cu (200) (14 колец) и Ge (111) (2 кольца) — для полосы $450\text{--}530\text{ keV}$ [184].

Изогнутые кристаллы

Однако, хотя у кристаллов есть преимущество относительно легкого производства в большом количестве с хорошей воспроизводимостью с точки зрения размеров и разброса мозаики, они имеют пределы, которые можно суммировать следующим образом:

1) даже без учета поглощения излучения кристаллами их эффективность ограничена 50%, что является результатом равновесия между прямым и дифрагированным пучками [188],

2) размер изображения в фокальной плоскости в основном зависит от размера кристалла и от степени его

мозаичности: большой разброс мозаики может привести к эффекту расфокусировки.

Кристаллы, имеющие изогнутые дифракционные плоскости, представляют собой альтернативу мозаичным кристаллам с потенциалом для преодоления этих двух недостатков. Во-первых, их энергетический диапазон может быть очень хорошо контролируемым, так как он пропорционален кривизне изгиба, а их дифракционная эффективность не ограничена [187,196,197], потому что непрерывное изменение угла падения на изогнутых кристаллических плоскостях предотвращает повторную дифракцию [198].

Во-вторых, изогнутые кристаллы могут преодолеть предел фокусировки плоских мозаичных кристаллов с учетом того, что кристаллы с изогнутыми кристаллическими плоскостями дают фокусное пятно меньше, чем само поперечное сечение кристалла.

Еще одним преимуществом изогнутых кристаллов является то, что дифракционный профиль в случае изогнутого кристалла является прямоугольным с шириной, определяемой радиусом изгиба, в отличие от мозаичных кристаллов — гауссианом с полушириной, равной разбросу мозаики. Учитывая отсутствие хвостов гауссиана, изогнутые кристаллы лучше фокусируют мягкое гамма-излучение [199]. Кристаллы этого типа могут быть получены различными способами [190].

Одним из распространенных способов создания изогнутых кристаллов — это контролируемое механическое повреждение одной поверхности кристалла, например методом шлифовки [199,200] или методом создания канавок (рис. 11) [198,201]. Этот метод основан на пластической деформации кристалла, индуцируемой рифлением одной из его самых больших поверхностей: повреждение поверхности вносит дефекты в поверхностный слой толщиной в несколько десятков микрон, который подвергается деформации сжатия [202,203]. В результате деформации создается однородная кривизна без необходимости внешнего воздействия. Такой метод дешев, прост и совместим с массовым производством.

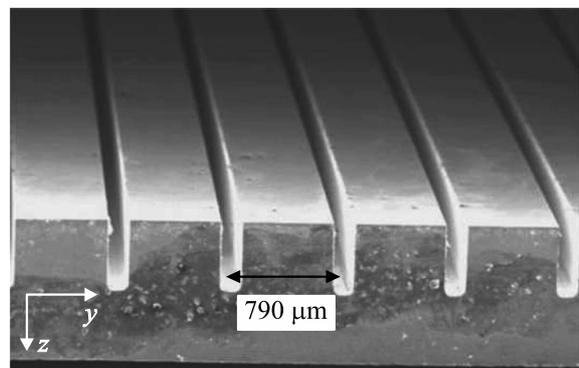


Рис. 11. Изображение участка изогнутого кристалла кремния (вид сбоку) с серией углублений, полученное растровым электронным микроскопом. Стрелка указывает шаг канавок [201].

Перечисленные методы годятся для массового производства, но неизбежно вызывают немалые повреждения кристаллов [201]. Ионная имплантация [204] и метод пескоструйной обработки [205] также были предложены для деформации кристаллов. Обе методики создают у поверхности кристалла сжимающие напряжения, вызывающие контролируемую деформацию матрицы. Однако эти техники не позволяют изгибать толстые кристаллы, которые желательны для линз Лауэ [206].

Недавно был предложен метод получения толстых изогнутых кристаллов, состоящий в нанесении слоев углеродного волокна на поверхность кристалла. Искривление возникает из-за различных коэффициентов теплового расширения кристалла и композита из углеродного волокна: композит способен создавать поле напряжений, которое изгибает кристалл после процесса полимеризации [206,207].

Изогнутый кристалл также можно получить методом концентрационного градиента, т.е. путем выращивания двухкомпонентного кристалла с градиентным составом вдоль оси роста [208,209]. Например, изогнутые кристаллы сплава GeSi с начальной концентрацией от 3 до 7% германия были получены путем изменения состава композиции во время их роста [210,211]. Однако кристаллы, выращенные таким способом, нелегко изготовить. Метод вряд ли применим для линз Лауэ, для которых должно быть предусмотрено серийное производство кристаллов [212].

Квазимозаичные кристаллы

В рамках концепции изогнутых кристаллов возможно эффективно использовать анизотропные деформации, приводящие к так называемому эффекту квазимозаичности (КМ) [213,214]. В работе [215] рассмотрена концепция КМ в кристаллах с нескольких точек зрения, включая ее теоретические основы и технологии получения.

Кристаллический материал может содержать недиагональные компоненты в тензоре упругости. Таким образом, нетривиальная деформация может возникнуть как следствие внешних сил. Кристаллическая пластина, подвергнутая двум механическим моментам M_1 и M_2 , приложенным вокруг оси y и x (рис. 12, *a*), претерпевает первичную деформацию. Возникновение вторичной кривизны зависит от анизотропии кристалла. Таким образом, первичный и вторичный радиусы кривизны строго связаны с ориентацией кристалла. Что наиболее важно, квазимозаичность позволяет фокусировать поток фотонов в пятно меньшего размера, чем размер дифрагирующего кристалла, т.е. с высокой интегральной эффективностью. В этом состоит отличие дифракции на КМ кристалле от дифракции на традиционных мозаичных или изогнутых кристаллах, формирующих фокусное пятно размером, не меньшим размера кристалла. Таким образом, поскольку размером фокусного пятна можно управлять с помощью вторичной кривизны, кристаллы КМ позволяют фокусировать фотоны

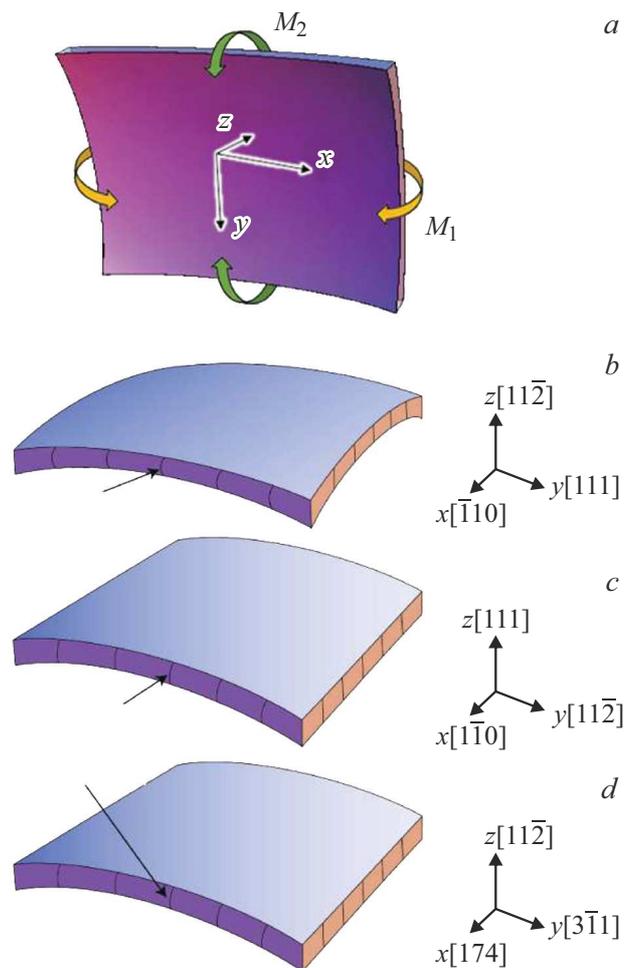


Рис. 12. Схематическое изображение кристаллической пластины с системой координат, используемой для моделирования. *a*: изогнутые стрелки символизируют приложенные моменты M_1 и M_2 . Могут применяться два момента (*b*) или один момент (*c, d*). Изогнутые кристаллографические плоскости указаны стрелками [215].

с высоким пространственным разрешением, увеличивая чувствительность линзы Лауэ. Для кристалла КМ первичная кривизна отвечает за фокусировку потока фотонов, а вторичная кривизна увеличивает интегральную дифракционную эффективность [216]. В результате чувствительность линзы Лауэ может быть увеличена [217,218].

Дифракция рентгеновских лучей на плоскостях (111), изогнутых за счет эффекта КМ (рис. 12, *b*), для кристаллов Si и Ge была экспериментально обнаружена авторами работ [219] и [220] соответственно. Экспериментальные доказательства дифракции рентгеновских лучей на образце Si при использовании отражающих плоскостей $(11\bar{2})$, искривленных за счет эффекта КМ (рис. 12, *c*), получены авторами работы [217], а при использовании плоскостей $(3\bar{1}1)$ (рис. 12, *d*) — в работе [218]. Кристаллы КМ уже находят применение.

Например, кристаллы Si и Ge с отражающими плоскостями (111), сечением 30×10 mm и радиусом кривизны 40 m предполагается использовать в телескопе миссии ASTENA [186].

4.3. Дизайн и сборка линзы Лауэ

Для создания высокоэффективной линзы Лауэ выбор и расположение кристаллов являются ключевыми моментами. Объектив может быть очень дорогим, поэтому соответствующая имитация его функций до его реализации является фундаментальной проблемой. Тем не менее решить задачу оптимального расположения кристаллов в линзе Лауэ аналитически невозможно [221]. В данном случае генетический алгоритм может быть лучшим методом для решения проблемы. Генетический алгоритм — это эвристический поиск, который имитирует процесс естественного отбора. В частности, линза Лауэ может оптимизироваться с помощью псевдоэволюционного процесса, способного отдать предпочтение лучшим кристаллам и, таким образом, привести систему к конфигурации с желаемыми параметрами. Например, алгоритм *LaueGen* — это способ выбирать и размещать кристаллические пластины в линзе Лауэ таким образом, чтобы максимизировать его интегральную отражательную способность вместе со сглаживанием энергетической зависимости собранных фотонов. Сглаживание спектрального отклика важно для упрощения деконволюции собранного сигнала, в то время как высокая отражательная способность оптических элементов имеет основополагающее значение для увеличения отношения сигнал/шум объектива [221]. Независимо от выбора кристаллов эффективность фокусировки линзы Лауэ в заданном диапазоне энергий определяется тремя основными параметрами: фокусным расстоянием, размером кристаллов, мозаичностью кристаллов [222]. В зависимости от фокусного расстояния и мозаичности используемых кристаллов требования к точности ориентации кристаллов могут сильно отличаться. Дело в том, что чувствительность телескопа с линзой Лауэ улучшается с увеличением фокусного расстояния и уменьшением мозаичности кристалла [222,223]. Однако большее фокусное расстояние и меньшая мозаичность требуют очень хорошей юстировки кристаллов. В противном случае снижение эффективности линзы может быть значительной. Поэтому разработка технологии сборки большого количества кристаллов в объектив с должной точностью ориентации приобретает особое значение [174]. Способы сборки и юстировки кристаллов описаны в работах [176,224–228].

5. Фокусирующая оптика рентгеновского и гамма-излучения. Зонные пластинки Френеля

Существуют важные научные вопросы, которые можно решить только с помощью рентгеновских телескопов с очень высоким угловым разрешением.

Они включают исследования среды, окружающей сверхмассивные черные дыры, плерионов, различных этапов звездной эволюции и многое другое. В принципе дифракционная оптика, в частности зонные пластинки Френеля (ЗПФ) [6,7], предлагают возможность для построения больших, дифракционно-лимитированных и эффективных рентгеновских и гамма-телескопов, способных обеспечить кардинальное улучшение углового разрешения.

ЗПФ состоит из серии концентрических круговых зон с попеременным поглощением и пропусканием излучения (рис. 13, а). Эффект фокусировки создается интерференцией волн, проходящих через непоглощающие зоны. Так как дифракция всегда дает несколько порядков, необходимо рассматривать их также в случае ЗПФ.

Эффективность ЗПФ η_m обозначает долю фотонов, падающих на оптический элемент, сфокусированных в дифракционном порядке m :

$$\eta_m = 1/(\pi m)^2. \quad (10)$$

Для первого порядка дифракции максимальная эффективность, равная π^{-2} или $\sim 10\%$, соответствует традиционной („классической“) ЗПФ. Обычно используется только первый порядок дифракции ($m = 1$), так как он является самым ярким. Для увеличения эффективности применяются фазовые ЗПФ.

Теоретически идеальную фазовую модуляцию осуществляет так называемая киноформная ЗПФ [229] с параболическим профилем зон, которая не просто производит сдвиг фазы в соседних зонах на постоянную величину, а выполняет непрерывное преобразование падающего плоского волнового фронта в сферический, сходящийся в фокусе. Кроме того, киноформные линзы сочетают преимущества низкого фонового сигнала и эффективного подавления нежелательных высоких порядков дифракции. Теоретически ЗПФ с параболическим профилем (рис. 13, б) может достигать эффективности фокусировки 100%, если поглощением излучения можно пренебречь.

Эффективное угловое разрешение телескопа с ЗПФ диаметром D и фокусным расстоянием f , работающей на энергии E , является результатом комбинации трех вкладов: дифракционно-лимитированного углового разрешения $\theta_d = 1.22\lambda/D$; предела пространственного разрешения детектора $\theta_s = \Delta x/f$ (Δx — пространственное разрешение детектора); предела хроматической аберрации $\theta_{\Delta E} = 0.2(\Delta E/E)(D/f)$ (ΔE — ширина энергетической полосы ЗПФ) [230].

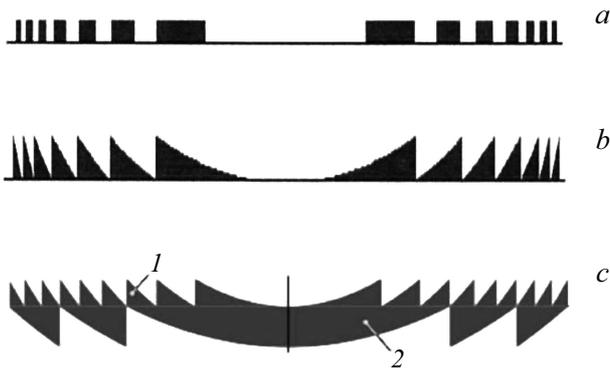


Рис. 13. Профили различных конфигураций фокусирующих дифракционных устройств: „классическая“ ЗПФ (а); фазовая ЗПФ с параболическим профилем зон (b); монолитный ахроматический дублет с киноформным профилем дифракционной (1) и ступенчатым профилем преломляющей (2) составляющей [238] (c).

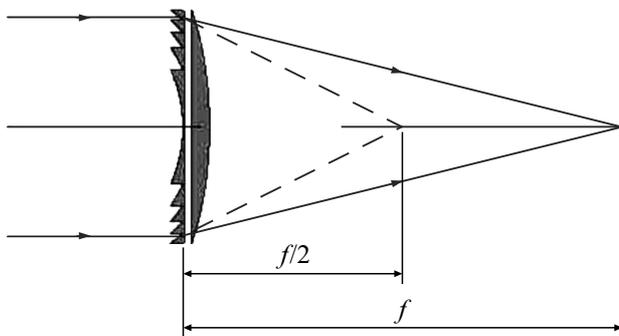


Рис. 14. Использование рефракционной линзы для компенсации хроматической aberrации 1-го порядка в ЗПФ [232].

Для уменьшения вклада хроматической aberrации в эффективное угловое разрешение для рентгеновской и гамма-астрономии была предложена ахроматическая дифракционно-преломляющая рентгеновская линза [230–238]. Она состоит из дифракционной ЗПФ с фокусным расстоянием f_d в тесном контакте с рассеивающей линзой, т. е. выпуклой преломляющей составляющей с фокусным расстоянием f_r . Когда эти два компонента находятся в прямом контакте, они действуют как единое устройство. Зависимость фокусного расстояния ЗПФ от энергии излучения линейная, а преломляющей линзы — квадратичная. Поэтому фокусное расстояние контактной пары как функция энергии не будет меняться при энергии, для которой фокусное расстояние линзы f в два раза больше фокусного расстояния ЗПФ: $f_d = f/2$ и $f_r = -f$ (рис. 14). Это условие можно удовлетворить при любой энергии фотонов, правильно подобрав параметры линзы. Таким образом, существует энергетическая полоса с максимумом, при котором хроматическая aberrация 1-го порядка может быть исправлена [232,239]. При этом ширина энергетической полосы увеличена с $\Delta E = E/N$ (N — количество зон)

для „классической“ ЗПФ до $\Delta E = E/N^{1/2}$ для ахроматической линзы [236].

Если дублет разделен, появляется лишняя степень свободы, позволяющая исправить хроматическую aberrацию как 1-го, так и 2-го порядков [232]. Из соображений поглощения часто желательно преломляющему компоненту придать ступенчатый профиль, что по сути превращает линзу в монолитный ахроматический дублет [238] (рис. 13, c).

На основе фазовых ЗПФ были предложены рентгеновские телескопы, оптимизированные для наблюдения за солнечными вспышками [240] и исследования явлений, возникающих в непосредственной близости от черных дыр и нейтронных звезд [241]. Поскольку ахроматический дублет имеет ограниченную энергетическую полосу пропускания, для покрытия необходимого диапазона 4.5–11 keV (выбран для включения важных линий Fe) в миссии *MASSIM* предполагается использовать шесть дифракционно-рефракционных линз. Каждая линза будет иметь диаметр 1 м, прекрасное угловое разрешение ($\sim 2 \times 10^{-3}''$) и обеспечивать эффективную площадь сбора в несколько тысяч cm^2 [241].

Уравнение для фокусного расстояния

$$f = 4N(\delta r_N)^2/m\lambda \quad (11)$$

показывает, что если некоторое ухудшение углового разрешения допустимо, фокусное расстояние может быть уменьшено при работе на более низкой энергии E за счет уменьшения размера внешней зоны ЗПФ δr_N или количества зон N . Например, для уменьшения количества зон, а также облегчения переориентации телескопа на новые цели были предложены [236,237,242] сегментированные конструкции линз Лауэ. Линза делится на оптически независимые кольцевые сегменты. Каждое из этих колец разделено на участки равного размера (рис. 15). Заметим, что схема сегментированной ЗПФ аналогична конструкции линзы Лауэ.

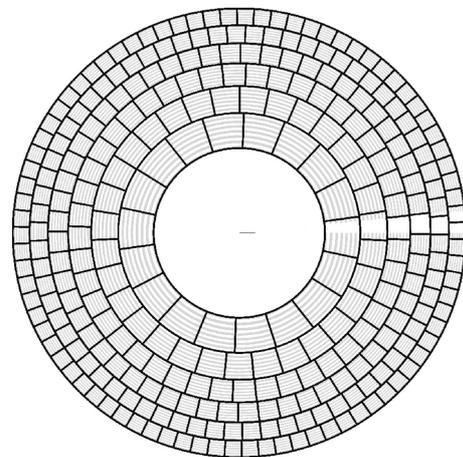


Рис. 15. Схема возможной конструкции сегментированной ЗПФ [239].

В работе [237] описана концепция эффективной одновременной визуализации в пяти энергетических диапазонах от 5 до 10 keV для рентгеновского телескопа высокого разрешения. Схема рассчитана на укороченное фокусное расстояние ($\sim 10^2$ km). Использование сегментированной ахроматической линзы позволяет эффективное размещение нескольких кольцевых апертур для близкорасположенных энергетических полос. Типичный размер фокусного пятна ~ 1 mm приводит к угловому разрешению около $10^{-3}''$ во всем спектральном диапазоне. Общая спектральная ширина, которую покрывает многополосный телескоп, составляет более 1 keV или 1/4 общего диапазона от 5 до 10 keV. Следовательно, особый интерес будет представлять применение предложенного ахроматического инструмента к широкополосным источникам рентгеновского излучения. Телескоп будет иметь детектор на отдельном космическом корабле и сможет быть быстро переориентирован на новые астрофизические цели.

Полет телескопа с большим фокусным расстоянием подразумевает поддержание двух космических аппаратов (с фокусирующей оптикой на одном и детектором в ее фокальной плоскости на другом) при активном контроле их взаимного позиционирования. Некоторые из вопросов, связанных с формированием такого полета для миссии дифракционного рентгеновского телескопа, кратко обсуждались в работах [230,243]. Исследования [244,245] подтвердили принципиальную возможность осуществления подобного амбициозного проекта.

6. Заключение. Выводы и перспективы

Из вышеизложенного следует вывод, что телескопы, основанные на фокусирующей дифракционной оптике, могут успешно использоваться в широкой области энергий — от ЭУФ до мягкого гамма-излучения — для исследования как тепловых, так и нетепловых процессов, протекающих во Вселенной.

Так, телескопы нормального падения могут обеспечить хорошее угловое разрешение ($\sim 0.1''$), а также энергетическое разрешение, достаточное для выделения конкретной спектральной линии в „густо заселенном“ диапазоне ЭУФ. Расширение применимости таких телескопов в область мягкого рентгена может оказаться хорошей перспективой.

В настоящее время диапазон жесткого рентгеновского излучения достаточно хорошо перекрывается зеркалами Вольтера с широкополосными многослойными градиентными структурами. Поиск новых более эффективных многослойных пленок, а также применение активной оптики для компенсации ошибок формы зеркал (как на лабораторных стендах, так и на орбите) могут стать целями исследований в ближайшем будущем.

Высокая эффективность линзы Лауэ при фокусировке мягкого гамма-излучения является ключевым фактором

ее применения для астрофизических целей. Однако достигнутых технологических результатов пока недостаточно для реализации оптики, которая должна быть размещена на спутнике. Предстоит разработать инновации для изготовления оптических элементов, таких как квазимозаичные кристаллы, а также для процесса сборки и прецизионной юстировки линзы.

Дифракционная оптика зонных пластинок Френеля, работающая в широком спектральном интервале — от мягкого рентгеновского до мягкого гамма-излучений — расширяет возможности астрофизического инструментария. Несмотря на недостатки в плане неудобных фокусных расстояний, ограниченного поля зрения и пропускной способности, потенциал, которым она обладает для концентрации потока фотонов, в частности, для превосходного углового разрешения, говорит о том, что со временем она найдет место в спектре методов, используемых астрономами для изучения неба. Однако для этого требуются шаги для расширения возможностей фокусирующей оптики, включающие усовершенствование методов изготовления фазовых пластинок Френеля с параболическим профилем зон, настраиваемых ахроматических дублетов, а также разработку, производство и юстировку многополосных (сегментированных) версий оптики.

Учитывая быстроту развития фокусирующей дифракционной оптики, есть надежда в обозримом будущем стать свидетелями вывода на орбиту телескопа с беспрецедентно высоким угловым разрешением и находящимися на двух спутниках с оптикой и приемным модулем.

Финансирование работы

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

Список литературы

- [1] K.P. Singh. *J. Opt.*, **40** (3), 88 (2011). DOI: 10.1007/s12596-011-0040-2
- [2] А.В. Виноградов, Б.Я. Зельдович. *Опт. и спектр.*, **42** (4), 708 (1977).
- [3] E. Spiller. *Experimental Methods Phys. Sci.*, **31**, 271 (1998). DOI: 10.1016/S0076-695X(08)60048-4
- [4] F.E. Christensen, K.D. Joensen, P. Gorenstein, W.C. Priedhorsky, N.J. Westergaard, H.W. Schnopper. *Exp. Astron.*, **6**, 33 (1995). DOI: 10.1007/BF00419256
- [5] N. Lund. *Exp. Astron.*, **2**, 259 (1992). DOI: 10.1007/BF00690085
- [6] В.В. Лидер. *Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исслед.*, № 11, 7 (2017). DOI: 10.7868/S0207352817110026 [V.V. Lider. *J. Surf. Invest. X-Ray Synchrotron Neutron Tech.*, **11**, 1113 (2017). DOI: 10.1134/S1027451017060155].
- [7] A.G. Michette. *Optical systems for soft X-rays* (London, England. Plenum Press — New York and London, 1986).

- [А. Мишетт. *Оптика мягкого рентгеновского излучения* (Мир, М., 1989)].
- [8] А.В. Виноградов, И.А. Брытов, А.Я. Грудский. *Зеркальная рентгеновская оптика* (под общ. ред. А.В. Виноградова) (Машиностроение, Л., 1989).
- [9] T.W. Barbee. *Opt. Eng.*, **25**, 898 (1986). DOI: 10.1117/12.949647
- [10] M.P. Bruijn, J. Verhoeven, E.J. Puik, M.J. van der Wiel. *Proc. SPIE*, **984**, 54 (1988). DOI: 10.1117/12.948770
- [11] М.М. Барышева, А.Е. Пестов, Н.Н. Салашенко, М.Торопов, Н.И. Чхало. *УФН*, **182** (7), 727 (2012). DOI: 10.3367/UFNr.0182.201207c.0727 [M.M. Barysheva, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, M.N. Toropov, N.I. Chkhalo. *Phys. Usp.*, **55** (7), 681 (2012). DOI: 10.3367/UFNr.0182.201207c.0727].
- [12] Q. Huang, V. Medvedev, R. Wilhelmus E. van de Kruijs, A. Yakshin, E. Louis, F. Bijkerk. *Appl. Phys. Rev.*, **4** (1), 011104 (2017). DOI: 10.1063/1.4978290
- [13] I.V. Kozhevnikov, A.V. Vinogradov. *Phys. Scr.*, **T17**, 137 (1987). DOI: 10.1088/0031-8949/1987/T17/015
- [14] J.H. Underwood, T.W. Barbee. *Appl. Opt.*, **20** (17), 3027-3034 (1981). DOI: 10.1364/AO.20.003027
- [15] D.L. Windt. *Computers in Phys.*, **12** (4), 360 (1998). DOI: 10.1063/1.168689
- [16] D. Spiga, A. Mirone, C. Ferrero et al. *Proc. SPIE*, **5536**, 71 (2004).
- [17] D. Spiga, A. Mirone, C. Ferrero, V. Cotroneo, G. Pareschi, M. Sanchez del Rio, D. Vernani. *Proc. SPIE*, **6266**, 626616 (2006). DOI: 10.1117/12.583232
- [18] В.Н. Ораевский, И.И. Собельман, И.А. Житник, В.Д. Кузнецов. *УФН*, **172** (8), 949 (2002). DOI: 10.3367/UFNr.0172.200208g.0949 [V.N. Oraevskii, I.I. Sobel'man, I.A. Zhitnik, V.D. Kuznetsov. *Phys. Usp.*, **45** (8), 886 (2002). DOI: 10.3367/UFNr.0172.200208g.0949].
- [19] С.В. Кузин, В.Н. Полковников, Н.Н. Салашенко. *Изв. РАН. сер. физ.*, **75** (1) 88 (2010). [S.V. Kuzin, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.*, **75**, 84 (2011). DOI: 10.3103/S1062873811010151].
- [20] D.G. Stearns, R.S. Rosen, S.P. Vernon. *Opt. Lett.*, **16** (16), 1283 (1991). DOI: 10.1364/OL.16.001283
- [21] B. Kjornrattanawanich, S. Bajt. *Appl. Opt.*, **43** (32), 5955 (2004). DOI: 10.1364/AO.43.005955
- [22] C. Montcalm, B.T. Sullivan, M. Ranger, J.M. Slaughter, P.A. Kearney, C.M. Falco, M. Chaker. *Opt. Lett.*, **19** (13), 1173 (1994). DOI: 10.1364/ol.19.001173
- [23] C. Montcalm, B.T. Sullivan, S. Duguay, M. Ranger, W. Steffens, H. Pépin, M. Chaker. *Opt. Lett.*, **20** (12), 1450 (1995). DOI: 10.1364/OL.20.001450
- [24] A.J. Corso, P. Zuppella, D.L. Windt, M. Zangrando, M.G. Pelizzo. *Opt. Express*, **20** (7), 8006 (2012). DOI: 10.1364/OE.20.008006
- [25] D.L. Windt, E.M. Gullikson. *Appl. Opt.*, **54** (18), 5850 (2015). DOI: 10.1364/AO.54.005850
- [26] D.L. Windt. *Proc. SPIE*, **9604**, 96040P (2015). DOI: 10.1117/12.2188230
- [27] N.I. Chkhalo, S. Künstner, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, F. Schäfers, S.D. Starikov. *Appl. Phys. Lett.*, **102**, 011602 (2013). DOI: 10.1063/1.4774298
- [28] M. Suman, M.G. Pelizzo, D.L. Windt, P. Nicolosi. *Appl. Opt.*, **48** (29), 5432 (2009). DOI: 10.1364/AO.48.005432
- [29] Z.S. Wang, H.C. Wang, J.T. Zhu, F. Wang, Z. Gu, L. Chen, A.G. Michette, A.K. Powell, S.J. Pfauntsch, F. Schäfers. *Opt. Express*, **14** (6), 2533 (2006). DOI: 10.1364/OE.14.002533
- [30] H.C. Wang, J.T. Zhu, Z.S. Wang, Z. Zhang, S. Zhang, W. Wu, L. Chen, A.G. Michette, A.K. Powell, S.J. Pfauntsch, F. Schäfers, A. Gaupp. *Thin Solid Films*, **515** (4), 2523 (2006). DOI: 10.1016/j.tsf.2006.04.039
- [31] D.G. Stearns, R.S. Rosen, S.P. Vernon. *J. Vac. Sci. Technol.*, **A 9** (5), 2662 (1991). DOI: 10.1116/1.577221
- [32] S. Bajt, J.B. Alameda, T.W. Barbee Jr., W.M. Clift, J.A. Folta, B. Kaufmann, E.A. Spiller. *Opt. Eng.*, **41** (8), 1797 (2002). DOI: 10.1117/1.1489426
- [33] N. Chkhalo, S. Gusev, A. Nechay, D. Pariev, V. Polkovnikov, N. Salashchenko, F. Schäfers, M. Sertsu, A. Sokolov, M. Svechnikov, D. Tatarsky. *Opt. Lett.*, **42** (24), 5070 (2017). DOI: 10.1364/OL.42.005070
- [34] S.S. Andreev, S.V. Gaponov, S.A. Gusev. *Thin Solid Films*, **415** (1–2), 123 (2002). DOI: 10.1016/S0040-6090(02)00536-9
- [35] J. Zhu, D. Xu, S. Zhang, H. Wang, W. Wu, B. Wang, Y. Xu, Z. Zhang, F. Wang, L. Chen, H. Zhou, T. Huo. *Front. Optoelectron. China*, **1**, 305, (2008). DOI: 10.1007/s12200-008-0028-y
- [36] E. Meltchakov, C. Hecquet, M. Rouillay, S.D. Rossi, Y. Menesguen, A. Jérôme, F. Bridou, F. Varniere, M.-F. Ravet-Krill, F. Delmottel. *Appl. Phys. A*, **98** (1), 111 (2010). DOI: 10.1007/s00339-009-5445-2
- [37] D.L. Windt, J.A. Bellotti. *Appl. Optics*, **48** (26), 4932 (2009). DOI: 10.1364/AO.48.004932.
- [38] M.-H. Hu, K. Le Guen, J.-M. André, P. Jonnard, E. Meltchakov, F. Delmotte, A. Galtayries. *Opt. Express*, **18** (19), 20019 (2010). DOI: 10.1364/OE.18.020019
- [39] С.Ю. Зуев, С.В. Кузин, В.Н. Полковников, Н.Н. Салашенко. *Известия РАН, сер. физ.*, **74** (1), 58 (2010). [S.Yu. Zuev, S.V. Kuzin, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.*, **74**, 50 (2010). DOI: 10.3103/S1062873810010132].
- [40] Q. Zhong, Z. Zhang, W. Li, J. Zhu, Z. Wang, P. Jonnard, K. Le Guen, Y. Yuan, J.-M. André, H. Zhou, T. Huo. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **425** (15), 152010 (2013). DOI: 10.1088/1742-6596/425/15/152010
- [41] N.I. Chkhalo, D.E. Pariev, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, R.A. Shaposhnikov, I.L. Stroulea, M.V. Svechnikov, Yu.A. Vainer, S.Yu. Zuev. *Thin Solid Films*, **631**, 106 (2017). DOI: 10.1016/j.tsf.2017.04.020
- [42] J. Zhu, S. Zhou, H. Li, Q. Huang, L. Jiang, F. Wang, Z. Zhang, Z. Wang, H. Zhou, T. Huo. *Proc. SPIE*, **8168** 81681C (2012). DOI: 10.1117/12.896405
- [43] J. Zhu, S. Zhou, H. Li, Q. Huang, Z.S. Wang, K. Le Guen, M.-H. Hu, J.-M. André, P. Jonnard. *Appl. Opt.*, **49** (20), 3922–3925 (2010). DOI: 10.1364/AO.49.003922
- [44] I. Yoshikawa, T. Murachi, H. Takenaka, S. Ichimaru. *Rev. Sci. Inst.*, **76** (6), 066109 (2005). DOI: 10.1063/1.1938867
- [45] H. Takenaka, S. Ichimaru, T. Ohchi, E.M. Gullikson. *J. Electron Spec. Rel. Phen.* **144–147**, 1047 (2005). DOI: 10.1016/j.elspec.2005.01.227
- [46] R. Soufli, D.L. Windt, J.C. Robinson, S.L. Baker, E. Spiller, F.J. Dollar, A.L. Aquila, E.M. Gullikson, B. Kjornrattanawanich, J.F. Seely, L. Golub. *Proc. SPIE*, **5901** 59010M (2005). DOI: 10.1117/12.617370
- [47] H. Maury, P. Jonnard, K. Le Guen, J.-M. André, Z. Wang, J. Zhu, J. Dong, Z. Zhang, F. Bridou, F. Delmotte,

- C. Hecquet, N. Mahne, A. Giglia, S. Nannarone. *Eur. Phys. J.*, **B 64** (2), 193 (2008). DOI: 10.1140/epjb/e2008-00290-x
- [48] R. Soufli, M. Fernández-Perea, J.C. Robinson, S.L. Baker, J. Alameda, E.M. Gullikson. *Proc. SPIE*, **8443**, 84433R (2012). DOI: 10.1117/12.926589
- [49] S.A. Bogachev, N.I. Chkhalo, S.V. Kuzin, D.E. Pariev, V.N. Polkovnikov, N.N. Salashchenko, S.V. Shestov, S.Y. Zuev. *Appl. Optics*, **55** (9), 2126 (2016). DOI: 10.1364/AO.55.002126
- [50] H.C. Li, S.K. Zhou, X. Wang, J. Zhu, Z. Wang. *Proc. SPIE*, **8501**, 85010G (2012). DOI: 10.1117/12.929448
- [51] K. Le Guen, M.-H. Hu, J.-M. André, P. Jonnard, S.-K. Zhou, H.-C. Li, J.-T. Zhu, Z.-S. Wang, C. Meny. *J. Phys. Chem. C*, **114** (14), 6484 (2010). DOI: 10.1021/jp911119z
- [52] H. Li, J. Zhu, S. Zhou. *Appl. Phys. Lett.*, **102** (11), 111103 (2013). DOI: 10.1063/1.4794399
- [53] D.L. Windt, S. Donguy, J.F. Seely, B. Kjornrattanawanich. *Appl. Opt.*, **43** (9), 1835 (2004). DOI: 10.1364/ao.43.001835
- [54] V.N. Polkovnikov, N.I. Chkhalo, R.S. Pleshkov, N.N. Salashchenko, F. Schäfers, M.G. Sertsu, A. Sokolov, M.V. Svechnikov, S.Yu. Zuev. *Opt. Lett.*, **44** (2), 263 (2019). DOI: 10.1364/OL.44.000263
- [55] Yu.A. Uspenskii, V.E. Levashov, A.V. Vinogradov, A.I. Fedorenko, V.V. Kondratenko, Yu.P. Pershin, E.N. Zubarev, S. Mrowka, F. Schäfers. *Nucl. Instr. and Meth. A*, **448** (1–2), 147 (2000). DOI: 10.1016/S0168-9002(00)00212-6
- [56] Yu.A. Uspenskii, S.V. Antonov, V.Yu. Fedotov, A.V. Vinogradov. *Proc. SPIE*, **3156**, 288 (1997). DOI: 10.1117/12.279412
- [57] A.V. Виноградов. *Квант. электрон.*, **32** (12), 1113 (2002). [A.V. Vinogradov. *Quantum Electron.*, **32** (12), 1113 (2002)].
- [58] D.L. Windt, S. Donguy, J. Seely, B. Kjornrattanawanich, E.M. Gullikson, C.C. Walton, L. Golub, E. DeLuca. *Proc. SPIE*, **5168**, 1 (2003). DOI: 10.1117/12.506175
- [59] F. Schäfers, S. Yulin, T. Feigl, N. Kaiser. *Proc. SPIE*, **5188**, 138 (2003). DOI: 10.1117/12.505695
- [60] Yu.A. Uspenskii, V.E. Levashov, A.V. Vinogradov, A.I. Fedorenko, V.V. Kondratenko, Yu.P. Pershin, E.N. Zubarev, V.Yu. Fedotov. *Opt. Lett.*, **23** (10), 771 (1998). DOI: 10.1364/OL.23.000771
- [61] M. Fernández-Perea, R. Soufli, J.C. Robinson, L. Rodríguez-De Marcos, J.A. Méndez, J.I. Larruquert, E.M. Gullikson. *Opt. Express*, **20** (21), 24018 (2012). DOI: 10.1364/OE.20.024018
- [62] С.В. Кузин, И.А. Житник, С.В. Шестов, С.А. Богачев, О.И. Бугаенко, А.П. Игнатъев, А.А. Перцов, А.С. Ульянов, А.А. Рева, В.А. Слемзин, Н.К. Суходрев, Ю.С. Иванов, Л.А. Гончаров, А.В. Митрофанов, С.Г. Попова, Т.А. Шергина, В.А. Соловьев, С.Н. Опарин, М.С. Зыков. *Астрон. вестн.*, **45** (2), 166 (2011). [S.V. Kuzin, I.A. Zhitnik, S.V. Shestov, S.A. Bogachev, O.I. Bugaenko, A.P. Ignat'ev, A.A. Pertsov, A.S. Ulyanov, A.A. Reva, V.A. Slemzin, N.K. Sukhodrev, Yu.S. Ivanov, L.A. Goncharov, A.V. Mitrofanov, S.G. Popov, T.A. Shergina, V.A. Solov'ev, S.N. Oparin, A.M. Zykov. *Sol. Syst. Res.*, **45** (2), 162 (2011). DOI: 10.1134/S0038094611020110].
- [63] B. Kjornrattanawanich, D.L. Windt, J.F. Seely. *Opt. Lett.*, **33** (9), 965 (2008). DOI: 10.1364/OL.33.000965
- [64] M. Vidal-Dasilva, M. Fernández-Perea, J.I. Larruquert. *Proc. SPIE*, **7448**, 74480N (2009). DOI: 10.1117/12.827969
- [65] D.L. Windt, J.F. Seely, B. Kjornrattanawanich, Yu.A. Uspenskii. *Opt. Lett.*, **30** (23), 3186 (2005). DOI: 10.1364/OL.30.003186
- [66] B. Kjornrattanawanich, D.L. Windt, J.F. Seely, Yu.A. Uspenskii. *Appl. Opt.*, **45** (8), 1765 (2006). DOI: 10.1364/AO.45.001765
- [67] B. Kjornrattanawanich, D.L. Windt, Yu.A. Uspenskii, J.F. Seely. *Proc. SPIE*, **6317**, 63170U (2006). DOI: 10.1117/12.681952
- [68] J.F. Seely, Yu.A. Uspenskii, B. Kjornrattanawanich, D.L. Windt. *Proc. SPIE*, **6317**, 63170T (2006). DOI: 10.1117/12.683234
- [69] N. Chkhalo, V. Polkovnikov, N. Salashchenko, M. Svechnikov, N. Tsybin, Y. Vainer, S. Zuev. *Opt. Lett.*, **45** (17), 4666 (2020). DOI: 10.1364/OL.400526
- [70] U. Schühle, J.-P. Halain, S. Meining, L. Teriaca. *Proc. SPIE*, **8148**, 81480K (2011). DOI: 10.1117/12.893573
- [71] P. Rochus, J.-M. Defise, J.-P. Halain, C. Jamar, E. Mazy, L. Rossi, T. Thibert, F. Clette, P. Cugnon, D. Berghmans, J.-F. Hochedez, J.-P. Delaboudinière, F. Auchère, R. Mercier, M.-F. Ravet, F. Delmotte, M. Idir, U. Schühle, V. Bothmer, S. Fineschi, R.A. Howard, J.D. Moses, J. Newmark. *Proc. SPIE*, **5171**, 53 (2004). DOI: 10.1117/12.503964
- [72] J.P. Halain, A. Mazzoli, S. Meining, P. Rochus, E. Renotte, F. Auchère, U. Schühle, F. Delmotte, C. Dumesnil, A. Philippon, R. Mercier, A. Hermans. *Proc. SPIE*, **9604**, 96040H (2015). DOI: 10.1117/12.2185631
- [73] A. Galtayries, M.-H. Hu, K. Le Guen, J.-M. André, P. Jonnard, E. Meltchakov, C. Hecquet, F. Delmotte. *Surf. Interface Anal.*, **42** (6–7), 653 (2010). DOI: 10.1002/sia.3393
- [74] H.-J. Voorma, E. Louis, F. Bijkerk, S. Abdali. *J. Appl. Phys.*, **82** (4), 1876 (1997). DOI: 10.1063/1.365992
- [75] T. Kuhlmann, S. Yulin, T. Feigl, N. Kaiser, T. Gorelik, U. Kaiser, W. Richter. *Appl. Opt.*, **41** (10), 2048 (2002). DOI: 10.1364/AO.41.002048
- [76] J. Birch, F. Eriksson, G.A. Johansson, H.M. Hertz. *Vacuum*, **68** (3), 275 (2003). DOI: 10.1016/S0042-207X(02)00457-8
- [77] E. Louis, H.-J. Voorn, N.B. Koster, L. Shmacnok, F. Bijkerk, R. Schlatmar, J. Verhoeven, Yu.Ya. Platonov, G.E. van Dorssend H.A. Padmorc. *Microel. Engineering*, **23** (1–4), 215 (1994). DOI: 10.1016/0167-9317(94)90140-6
- [78] A. Guggenmos, S. Radünz, R. Rauhut, M. Hofstetter, S. Venkatesan, A. Wochnik, E.M. Gullikson, S. Fischer, B. Nickel, C. Scheu, U. Kleineberg. *Opt. Express*, **22** (22), 26526 (2014). DOI: 10.1364/OE.22.026526
- [79] R. Soufli, S.L. Baker, E.M. Gullikson, T. Mc Carville, J.C. Robinson, D. Martínez-Galarce, M. Fernández-Perea, M.J. Pivovarov. *Proc. SPIE*, **8501**, 850102 (2012). DOI: 10.1117/12.954852
- [80] E.N. Zubarev, V.V. Kondratenko, V.A. Sevryukova, S.A. Yulin, T. Feigl, N. Kaiser. *Appl. Phys. A*, **90**, 705 (2008). DOI: 10.1007/s00339-007-4337-6
- [81] A. Klodt, K. Nolting, U. Kleineberg, B. Schmiedeskamp, U. Heinzmann. *Appl. Phys. Lett.*, **58** (23), 2601 (1991). DOI: 10.1063/1.104835
- [82] H.-J. Voorma, E. Louis, N.B. Koster, F. Bijkerk. *J. Appl. Phys.*, **83** (9), 4700 (1998). DOI: 10.1063/1.367258
- [83] M. Niibe, M. Hayashida, T. Iizuka, A. Miyake, Y. Watanabe, R. Takahashi, Y. Fukuda. *Proc. SPIE*, **1343**, 2 (1990). DOI: 10.1117/12.23172

- [84] V.I.T.A. de Rooij-Lohmann, A.E. Yakshin, E. Zoethout, J. Verhoeven, F. Bijkerk. *Appl. Surf. Science*, **257**, (14), 6251 (2011). DOI: 10.1016/j.apsusc.2011.02.054
- [85] J.A. Bellotti, D.L. Windt. *Proc. SPIE*, **7437**, 743715 (2009). DOI: 10.1117/12.824628
- [86] D.L. Windt. *Proc. SPIE*, **6688**, 66880R (2007). DOI: 10.1117/12.730647
- [87] D.L. Windt, W.L. Brown, C.A. Volkert, W.K. Waskiewicz. *J. Appl. Phys.*, **78** (4), 2423 (1995). DOI: 10.1063/1.360164
- [88] P.B. Mirkarimi, C. Montcalm. *Proc. SPIE*, **3331**, 133 (1998). DOI: 10.1117/12.309565
- [89] Q. Yi, Q. Huang, X. Wang, Y. Yang, X. Yang, Z. Zhang, Z. Wang, R. Xu, T. Peng, H. Zhou, T. Huo. *Appl. Opt.*, **56** (4), C145 (2017). DOI: 10.1364/AO.56.00C145
- [90] T. Feigl, S. Yulin, T. Kuhlmann, N. Kaiser. *Proc SPIE*, **4506**, 121 (2001). DOI: 10.1117/12.436715
- [91] M.E. Kassner, F.J. Weber, J. Koike, R.S. Rosen. *J. Mat. Sci.*, **31**, 2291 (1996). DOI: 10.1007/BF01152937
- [92] M. Barthelmeß, S. Bajt. *Appl. Opt.*, **50** (11), 1610 (2011). DOI: 10.1364/AO.50.001610
- [93] P.B. Mirkarimi. *Opt. Eng.*, **38** (7), 1246 (1999). DOI: 10.1117/1.602170
- [94] M. Shiraishi, W. Ishiyama, T. Ohsino, K. Murakami. *Jpn. J. App. Phys.*, **39** (Part 1, № 12B), 6810 (2000). DOI: 10.1109/IMNC.2000.872766
- [95] T. Leisegang, D.C. Meyer, A.A. Levin, S. Braun, P. Paufler. *Appl. Phys. A*, **77** (7), 965 (2003). DOI: 10.1007/s00339-003-2259-5
- [96] D. Windt. *Proc. SPIE*, **3448**, 280 (1998). DOI: 10.1117/12.332515
- [97] D.L. Windt. *J. Vac. Sci. Tech. B*, **17** (4), 1385 (1999). DOI: 10.1116/1.590841
- [98] S.S. Andreev, N.N. Salashchenko, L.A. Suslov, A.N. Yablonsky, S.Y. Zuev. *Nucl. Instr. and Meth. A*, **470** (1), 162 (2001). DOI: 10.1016/S0168-9002(01)01018-X
- [99] С.В. Кузин, А.А. Рева, С.А. Богачев, Н.Ф. Ерхова, Н.Н. Салашченко, Н.И. Чхало, В.Н. Полковников. *ЖТФ*, **90** (11), 1817 (2020). DOI: 10.21883/JTF.2020.11.49967.113-20
- [100] R.B. Hoover, P.C. Baker, J.B. Hadaway, R.B. Johnson, C. Peterson, D.R. Gabardi, A.B.C. Walker, Jr., J.F. Lindblom, C. De Forest, R.H. O'Neal. *Proc. SPIE*, **1343**, 189 (1991). DOI: 10.1117/12.23192
- [101] V.A. Slemzin, I.A. Zhitnik, E.N. Ragozin, E.A. Andreev, N.N. Salashchenko, J.Y. Platonov. *Proc. SPIE*, **2279**, 234 (1994). DOI: 10.1117/12.193140
- [102] A.B.C. Walker Jr., J.F. Lindblom, R.H. O'Neal, V.J. Allen, T. Barbee, R. Hoover. *Opt. Eng.*, **29** (6), 581 (1990). DOI: 10.1117/12.55640
- [103] A.B.C. Walker, M.J. Allen Jr., C.E. De Forest, C.C. Kankelborg, Martinez- D.S. Galarce, J.E. Plummer, R.B. Hoover, T.W. Barbee Jr, D.B. Gore. *Proc. SPIE*, **2515**, 182 (1995). DOI: 10.1117/12.212587
- [104] D.S. Martínez-Galarce, A.B.C. Walker, D.B. Gore, C.C. Kankelborg, R.B. Hoover, T.W. Barbee Jr., P.F.X. Boerner. *Opt. Eng.*, **39** (4), 1063 (2000). DOI: 10.1117/1.602468
- [105] B.N. Handy, L.W. Acton, C.C. Kankelborg, C.J. Wolfson, D.J. Akin, M.E. Bruner, R. Carvalho, R.C. Catura, R. Chevalier, D.W. Duncan, C.G. Edwards, C.N. Feinstein, S.L. Freeland, F.M. Friedlaender, C.H. Hoffmann, N.E. Hurlburt, B.K. Jurcevich, N.L. Katz, G.A. Kelly, J.R. Lemen, M. Levay, R.W. Lindgren, D.P. Mathur, S.B. Meyer, S.J. M.D. Morrison, Morrison, R.W. Nightingale, T.P. Pope, R.A. Rehse, C.J. Schrijver, R.A. Shine, L. Shing, K.T. Strong, T.D. Tarbell, A.M. Title, D.D. Torgerson, L. Golub, J.A. Bookbinder, D. Caldwell, P.N. Cheimets, W.N. Davis, E.E. Deluca, R.A. McMullen, H.P. Warren, D. Amato, R. Fisher, H. Maldonado, C. Parkinson. *Sol. Phys.*, **187**, 229 (1999). DOI: 10.1023/A:1005166902804
- [106] H.P. Warren. *Stars as Suns: Activity, Evolution, and Planets IAU Symposium*, **219**, 91 (2004)
- [107] D.S. Martínez-Galarce, P. Boerner, R. Soufli, B. De Pontieu, N. Katz, A. Title, E.M. Gullikson, J.C. Robinson, S.L. Baker. *Proc. SPIE*, **7011**, 70113K (2008). DOI: 10.1117/12.788508
- [108] K. Kobayashi, H. Hara, R. Kano, S. Nagata, T. Sakao, T. Shimizu, S. Tsuneta, T. Yoshida, R.A. Harrison. *Publ. Astron. Soc. Japan*, **52**, 1165 (2000). DOI: 10.1093/pasj/52.6.1165
- [109] P. Boerner, C. Edwards, J. Lemen, A. Rausch, C. Schrijver, R. Shine, L. Shing, R. Stern, T. Tarbell, A. Title, C.J. Wolfson, R. Soufli, E. Spiller, E. Gullikson, D. McKenzie, D. Windt, L. Golub, W. Podgorski, P. Testa, M. Weber. *Solar Phys.*, **275** (1–2), 41 (2012). DOI: 10.1007/s11207-011-9804-8
- [110] D.S. Martínez-Galarce, R. Soufli, D.L., M. Windt Bruner, E. Gullikson, S. Khatri, E. Spiller, J.C. Robinson, S. Baker, E. Prast. *Opt. Eng.*, **52** (9), 095102 (2013). DOI: 10.1117/1.OE.52.9.095102
- [111] J.P. Delaboudinière, G.E. Artzner, J. Brunaud, A.H. Gabriel, J.F. Hochedez, F. Millier, X.Y. Song, B. Au, K.P. Dere, R.A. Howard, R. Kreplin, D.J. Michels, J.D. Moses, J. Defise, C. Jamar, P. Rochus, J.P. Chauvineau, J.P. Marioge, R.C. Catura, J.R. Lemen, L. Shing, R.A. Stern, J.B. Gurman, W.M. Neupert, A. Maucherat, F. Clette, P. Cugnon, E.L. Van Dessel. *Sol. Phys.*, **162** (1), 291 (1995). DOI: 10.1007/BF00733432
- [112] J.-P. Wülser, J.R. Lemen, T.D. Tarbell, C.J. Wolfson, J.C. Cannon, B.A. Carpenter, D.W. Duncan, G.S. Gradwohl, S.B. Meyer, A.S. Moore, R.L. Navarro, J.D. Pearson, G.R. Rossi, L.A. Springer, R.A. Howard, J.D. Moses, J.S. Newmark, J.-P. Delaboudinière, G. Artzner, F. Auchère, M. Bougnet, P. Bouyries, F. Bridou, J.-Y. Clotaire, G. Colas, F. Delmotte, A. Jerome, M. Lamare, R. Mercier, M. Mullet, M.-F. Ravet, X. Song, V. Bothmer, W. Deutsch. *Proc. SPIE*, **5171**, 111 (2004). DOI: 10.1117/12.506877
- [113] V. Slemzin, O. Bougaenko, A. Ignatiev, S. Kuzin, A. Mitrofanov, A. Pertsov, I. Zhitnik. *Ann. Geophys.*, **26** (10), 3007 (2008). DOI: 10.5194/angeo-26-3007-2008
- [114] В.А. Слемзин, С.В. Кузин, И.А. Житник, Ж.П. Делабудиньер, Ф. Ошер, А.Н. Жуков, Р. Ван дер Линден, О.И. Бугаенко, А.П. Игнатьев, А.В. Митрофанов, А.А. Перцов, С.Н. Опарин, А.И. Степанов, А.Н. Афанасьев. *Астрон. вестн.*, **39**, 542 (2005). [V.A. Slemzin, S.V. Kuzin, I.A. Zhitnik, J.-P. Delaboudiniere, F. Auchere, A.N. Zhukov, R. Van der Linden, O.I. Bugaenko, A.P. Ignat'ev, A.V. Mitrofanov, A.A. Pertsov, S.N. Oparin, A.I. Stepanov, A.N. Afanas'ev. *Solar Syst. Res.*, **39**, 489 (2005). DOI: 10.1007/s11208-005-0062-x].
- [115] A.C. Katsiyannis, D. Berghmans, J.-F. Hochedez, B. Nicula, G. Lawrence, J.-M. Defise, A. Ben-Moussa, V. Delouille, M. Dominique, J.-H. Lecat, W. Schmutz, A. Theissen, V. Slemzin. *Proc. SPIE*, **5901**, 59010V (2005). DOI: 10.1117/12.616803

- [116] D.B. Seaton, D. Berghmans, B. Nicula, J.-P. Halain, A. De Groof, T. Thibert, D.S. Bloomfield, C.L. Raftery, P.T. Gallagher, F. Auchère, J.-M. Defise, E. D’Huys, J.-H. Lecat, E. Mazy, P. Rochus, L. Rossi, U. Schühle, V. Slemzin, M.S. Yalim, J. Zender. *Solar Phys.*, **286** (1), 43 (2013). DOI: 10.1007/s11207-012-0114-6
- [117] С.А. Богачев, С.В. Кузин, А.А. Перцов, С.В. Шестов, Ю.С. Иванов, А.С. Ульянов, А.С. Кириченко, А.А. Рева. *Механика, управление и информатика*, **2** (14), 5 (2013).
- [118] С.В. Кузин, С.А. Богачев, А.А. Перцов, С.В. Шестов, А.А. Рева, А.С. Ульянов. *Изв. РАН. Сер. физ.*, **75** (1), 91 (2011). [S.V. Kuzin, S.A. Bogachev, A.A. Pertsov, S.V. Shestov, A.A. Reva, A.S. Ulyanov. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.*, **75** (1), 87 (2011). DOI: 10.3103/S1062873811010163].
- [119] С.В. Кузин, С.А. Богачев, И.А. Житник, С.В. Шестов, В.А. Слемзин, А.В. Митрофанов, Н.К. Суходрев, А.А. Перцов, А.П. Игнатъев, О.И. Бугаенко, Ю.С. Иванов, А.А. Рева, М.С. Зыков, А.С. Ульянов, С.Н. Опарин, А.Л. Гончаров, Т.А. Шергина, А.М. Урнов, В.А. Соловьев, С.Г. Попова. *Изв. РАН. Сер. физ.*, **74** (1), 39 (2010). [S.V. Kuzin, S.A. Bogachev, I.A. Zhitnik, S.V. Shestov, V.A. Slemzin, A.V. Mitrofanov, N.K. Sukhodrev, A.A. Pertsov, A.P. Ignatiev, O.I. Bugaenko, Yu.S. Ivanov, A.A. Reva, M.S. Zykov, A.S. Ulyanov, S.N. Oparin, A.L. Goncharov, T.A. Shergina, A.M. Urnov, V.A. Soloviev, S.G. Popova. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.*, **74** (1), 33 (2010). DOI: 10.3103/S1062873810010090].
- [120] L.A. Rachmeler, A.R. Winebarger, S.L. Savage, L. Golub, K. Kobayashi, G.D. Vigil, D.H. Brooks, J.W. Cirtain, B. D Pontieu, D.E. McKenzie, R.J. Morton, H. Peter, P. Testa, S.K. Tiwari, R.W. Walsh, H.P. Warren, C. Alexander, D. Anse, B.L. Beabout, D.L. Beabout, C.W. Bethge, P.R. Champney, P.N. Cheimets, M.A. Cooper, H.K. Cree, R. Gates, C. Gomez, A. Guillory, H. Haight, W.D. Hogue, T. Holloway, D.W. Hyde, R. Kenyon, J.N. Marshall, E. McCracken, K. McCracken, K.O. Mitchell, M. Ordway, T. Owen, J. Ranganathan, B.A. Robertson, M.J. Payne, W. Podgorski, J. Pryor, J. Samra, M.D. Sloan, H.A. Soohoo, D.B. Steele, F.V. Thompson, G.S. Thornton, B. Watkinson, D. Windt. *Sol. Phys.*, **294** (12), 174 (2019). DOI: 10.1007/s11207-019-1551-2
- [121] J.-P. Halain, Y. Houbrechts, F. Auchère. *Proc. SPIE*, **10565**, 1056561 (2010). DOI: 10.1117/12.2552542
- [122] P. Rochus, F. Auchère, D. Berghmans, L. Harra, W. Schmutz, U. Schühle, P. Addison, T. Appourchaux, R. Aznar Cuadrado, D. Baker, J. Barbay, D. Bates, A. BenMoussa, M. Bergmann, C. Beurthe, B. Borgo, K. Bonte, M. Bouzit, L. Bradley, V. Bèhel, E. Buchlin, J. Böhner, F. Cabé, L. Cadiergues, M. Chaigneau, B. Chares, C. Choque Cortez, P. Coker, M. Condamin, S. Coumar, W. Curdt, J. Cutler, D. Davies, G. Davison, J.-M. Defise, G. Del Zanna, F. Delmotte, V. Delouille, L. Dolla, C. Dumesnil, F. Dürig, R. Enge, S. François, J.-J. Fourmond, J.-M. Gillis, B. Giordanengo, S. Gissot, L. M. Green, N. Guerreiro, A. Guilbaud, M. Gyo, M. Haberreiter, A. Hafiz, M. Hailey, J.-P. Halain, J. Hansotte, C. Hecquet, K. Heerlein, M.-L. Hellin, S. Hemsley, A. Hermans, V. Hervier, J.-F. Hochedez, Y. Houbrechts, K. Ihsan, L. Jacques, A. Jérôme, J. Jones, M. Kahle, T. Kennedy, M. Klapproth, M. Kolleck, S. Koller, E. Kotsialos, E. Kraaikamp, P. Langer, A. Lawrenson, J.-C. Le Clech, C. Lenaerts, S. Liebecq, D. Linder, D. M. Long, B. Mampaey, D. Markiewicz-Innes, B. Marquet, E. Marsch, S. Matthews, E. Mazy, A. Mazzoli, S. Meining, E. Meltchakov, R. Mercier, S. Meyer, M. Monecke, F. Monfort, G. Morinaud, F. Moron, L. Mountney, R. Müller, B. Nicula, S. Parenti, H. Peter, D. Pfiffner, A. Philippon, I. Phillips, J.-Y. Plessier, E. Pylyser, F. Rabecki, M.-F. Ravet-Krill, J. Rebellato, E. Renotte, L. Rodriguez, S. Roose, J. Rosin, L. Rossi, P. Roth, F. Rouesnel, M. Roulliy, A. Rousseau, K. Ruane, J. Scanlan, P. Schlatter, D. B. Seaton, K. Silliman, S. Smit, P. J. Smith, S.K. Solanki, M. Spescha, A. Spencer, K. Stegen, Y. Stockman, N. Szewc, C. Tamiatto, J. Tandy, L. Teriaca, C. Theobald, I. Tychon, L. van Driel-Gesztelyi, C. Verbeeck, J.-C. Vial, S. Werner, M.J. West, D. Westwood, T. Wiegelmann, G. Willis, B. Winter, A. Zerr, X. Zhang, A.N. Zhukov. *Astron. Astrophys.*, **642**, A8 (2020). DOI: 10.1051/0004-6361/201936663
- [123] C. Hecquet, F. Delmotte, M.-F. Ravet-Krill, S. de Rossi, A. Jérôme, F. Bridou, F. Varnière, E. Meltchakov, F. Auchère, A. Giglia, N. Mahne, S. Nanaronne. *Appl. Phys.*, **A 95** (2), 401 (2009). DOI: 10.1007/s00339-009-5082-9
- [124] D.L. Windt, S.M. Kahn. *Proc. SPIE*, **4851**, 441 (2003). DOI: 10.1117/12.461288
- [125] K.D. Joensen, P. Voutov, A. Szentgyorgyi, J. Roll, P. Gorenstein, P. Høghøj, F.E. Christensen. *Appl. Opt.*, **34** (34), 7935 (1995). DOI: 10.1364/AO.34.007935
- [126] P.H. Mao, F.A. Harrison, D.L. Windt, F.E. Christensen. *Appl. Opt.*, **38** (22), 4766 (1999). DOI: 10.1364/ao.38.004766
- [127] A.V. Vinogradov, R.M. Faschenko. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **448** (1), 142 (2000). DOI: 10.1016/S0168-9002(99)00723-8
- [128] I.V. Kozhevnikov, I.N. Bukreeva, E. Ziegler. *Design of X-ray supermirrors. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **460** (2–3), 424 (2001). DOI: 10.1016/S0168-9002(00)01079-2
- [129] Ch. Morawe, E. Ziegler, J.Ch. Peffen, I.V. Kozhevnikov. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **493** (3), 189 (2002). DOI: 10.1016/S0168-9002(02)01570-X
- [130] D.L. Windt. *Proc. SPIE*, **9603**, 96031C (2015). DOI: 10.1117/12.2187481
- [131] D. Spiga. Extraction of Multilayer Coating Parameters from X-Ray Reflectivity Data. In: *Modern Developments in X-Ray and Neutron Optics* (A. Erko, M. Idir, T. Krist, A.G. Michette (Eds.) Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2008), p. 233. DOI: 10.1007/978-3-540-74561-7_16
- [132] K. Yamashita, P.J. Serlemitsos, J. Tueller, S.D. Barthelmy, L.M. Bartlett, K.-W. Chan, A. Furuzawa, N. Gehrels, K. Haga, H. Kunieda, P. Kurczynski, G. Lodha, N. Nakajo, N. Nakamura, Y. Namba, Y. Ogasaka, T. Okajima, D. Palmer, A. Parsons, Y. Soong, C.M. Stahl, H. Takata, K. Tamura, Y. Tawara, B.J. Teegarden. *Appl. Opt.*, **37** (34), 8067 (1998). DOI: 10.1364/ao.37.008067
- [133] Y. Tawara, K. Yamashita, H. Kunieda, K. Tamura, A. Furuzawa, K. Haga, N. Nakajo, T. Okajima, H. Takata, P.J. Serlemitsos, J. Tueller, R. Petre, S. Yang, K.W. Chan, G.S. Lodha, Y. Namba, J. Yu. *SPIE Proc.*, **3444**, 569 (1998). DOI: 10.1117/12.331278
- [134] K. Madsen, F.A. Harrison, P.H. Mao, F.E. Christensen, P. Carsten, J. Brejnholt, N. Brejnholt, J. Koglin, M.J. Pivovarov. *Proc. SPIE*, **7437**, 743716 (2009). DOI: 10.1117/12.826669

- [135] D.L. Windt. *Appl. Phys. Lett.*, **74**(19), 2890 (1999). DOI: 10.1063/1.124048
- [136] F.E. Christensen, C.P. Jensen, K.K. Madsen, M.J. Pivovarov, H. Chen, A. Dariel, P. Høghøj. *Proc. SPIE*, **6266**, 28 (2006). DOI: 10.1117/12.673181
- [137] C.P. Jensen, K.K. Madsen, F.E. Christensen. *Exp. Astron.*, **20** (1–3), 93 (2005). DOI: 10.1007/978-1-4020-5304-7_11
- [138] C.P. Jensen, K.K. Madsen, F.E. Christensen. *Proc. SPIE*, **6266**, 626612 (2006). DOI: 10.1117/12.673180
- [139] T. Okajima, K. Tamura, Y. Ogasaka, K. Haga, S. Takahashi, S. Ichimaru, H. Kito, S. Fukuda, A. Goto, K. Nomoto, H. Satake, S. Kato, Y. Kamata, A. Furuzawa, F. Akimoto, T. Yoshioka, K. Kondo, Y. Haba, T. Tanaka, K. Wada, N. Hamada, M. Hudaverdi, Y. Tawara, K. Yamashita, P.J. Serlemitsos, Y. Soong, K.-W. Chan, S.M. Owens, F.B. Berendse, J. Tueller, K. Misaki, R. Shibata, H. Mori, K. Itoh, H. Kunieda, Y. Namba. *Appl. Opt.*, **41** (25), 5417 (2002). DOI: 10.1364/ao.41.005417
- [140] Y. Ogasaka, J. Tueller, K. Yamashita, P. Serlemitsos, R. Shibata, K. Tamura, A. Furuzawa, T. Miyazawa, R. Takahashi, M. Sakashita, K. Shimoda, Y. Tawara, H. Kunieda, T. Okajima, H. Krimm, S. Barthelmy, Y. Soong, K.W. Chan, S. Owens, M. Rex, E. Chapin, M. Devlin. *Proc. SPIE*, **5900**, 59000R (2005). DOI: 10.1117/12.616677
- [141] J. Tueller, H.A. Krimm, T. Okajima, S.D. Barthelmy, S.M. Owens, P.J. Serlemitsos, Y. Soong, K.-W. Chan, Y. Ogasaka, R. Shibata, K. Tamura, A. Furuzawa, Y. Tawara, H. Kunieda, K. Yamashita. *Exp. Astron.*, **20** (1), 121 (2005). DOI: 10.1007/978-1-4020-5304-7_14
- [142] H. Wolter. *Ann. Phys.* **10**, 94 (1952). DOI: 10.1002/andp.19524450108
- [143] P. Gorenstein. *X-Ray Opt. Instrum.*, **2010** (1–2), ID 109740 (2010). DOI: 10.1155/2010/109740
- [143] R. Petre, P.J. Serlemitsos. *Appl. Opt.*, **24** (12), 1833 (1985). DOI: 10.1364/AO.24.001833
- [144] C.J. Hailey, S. Abdali, F.E. Christensen, W.W. Craig, T.R. Decker, F.A. Harrison, M.A. Jimenez-Garate. *Proc. SPIE*, **3114**, 535 (1997). DOI: 10.1117/12.278902
- [145] W.W. Craig, F.E. Christensen, T.A. Decker, C.J. Hailey, F.A. Harrison, R.M. Hul, M. Jimenez-Garate, P. Mao, S. Schindler. *Proc. SPIE*, **3445**, 112 (1998). DOI: 10.1117/12.330269
- [146] W.W. Craig, C.J. Hailey, M. Jimenez-Garate, D.L. Windt. *Opt. Express*, **7** (4), 178 (2000). DOI: 10.1364/OE.7.000178
- [147] F.A. Harrison, S.E. Boggs, A. Bolotnikov, F.E. Christensen, W.R. Cook, W.W. Craig, C.J. Hailey, M. Jimenez-Garate, P.H. Mao, S.E. Schindler, D.L. Windt. *Proc. SPIE*, **4012**, 693 (2000). DOI: 10.1117/12.391608
- [148] J.E. Koglin, F.E. Christensen, J. Chonko, W.W. Craig, T.R. Decker, M.A. Jimenez-Garate, K. Gunderson, C.J. Hailey, F.A. Harrison, C.P. Jensen, M. Silco, D.L. Windt, H. Yu. *Proc. SPIE*, **4851**, 607 (2003). DOI: 10.1117/12.461479
- [149] C.P. Jensen, K.K. Madsen, H.C. Chen, E. Ziegler. *Proc. SPIE*, **4851**, 724 (2003). DOI: 10.1117/12.461315
- [150] F.A. Harrison, F.E. Christensen, W. Craig, C. Hailey, W. Baumgartner, C.M.H. Chen, J. Chonko, W. Rick Cook, J. Collin, K.-K. Madsen, M. Pivovarov, S. Boggs, D. Smith. *Exp. Astron.*, **20** (1), 131 (2005). DOI: 10.1007/s10686-006-9072-z
- [151] W.W. Zhang. *Proc. SPIE*, **7437**, 74370N (2009). DOI: 10.1117/12.830225
- [152] J.E. Koglin, H.J. An, K.L. Blaedel, N. Brejnholt, F.E. Christensen, W.Craig, T.A. Decker, C.J. Hailey, L.C. Hale, F.A. Harrison, C.P. Cooper-Jensen, K.K. Madsen, K. Mori, M.J. Pivovarov, G. Tajiri, W.W. Zhang. *Proc. SPIE*, **7437**, 74370C (2009). DOI: 10.1117/12.826724
- [153] F.A. Harrison, S. Boggs, F.E. Christensen, W. Craig, C. Hailey, D. Stern, W. Zhang, L. Angelini, H.-J. An, V. Bhalereo, N. Brejnholt, L. Cominsky, W. Rick Cook, M. Doll, P. Giommi, B. Grefenstette, A. Hornstrup, V.M. Kaspi, Y. Kim, T. Kitaguchi, J. Koglin, C.C. Liebe, G. Madejski, K.K. Madsen, P. Mao, D. Meier, H. Miyasaka, K. Mori, M. Perri, M. Pivovarov, S. Puccetti, V. Rana, A. Zoglauer. *Proc. SPIE*, **7732**, 77320S (2010). DOI: 10.1117/12.858065
- [154] W.W. Craig, H. An, K.L. Blaedel, F.E. Christensen, T.A. Decker, A. Fabricant, J. Gum, C.J. Hailey, L. Hale, C.B. Jensen, J.E. Koglin, K. Mori, M. Nynka, M.J. Pivovarov, M.V. Sharpe, M. Stern, G. Tajiri, W.W. Zhang. *Proc. SPIE*, **8147**, 81470H (2011). DOI: 10.1117/12.895278
- [155] F.E. Christensen, A.C. Jakobsen, N.F. Brejnholt, K.K. Madsen, A. Hornstrup, N.J. Westergaard, J. Momberg, J. Koglin, A.M. Fabricant, M. Stern, W.W. Craig, M.J. Pivovarov, D. Windt. *Proc. SPIE*, **8147**, 81470U (2011). DOI: 10.1117/12.894615
- [156] F.A. Harrison, W.W. Craig, F.E. Christensen, C.J. Hailey, W.W. Zhang, S.E. Boggs, D. Stern, W. Rick Cook, K. Forster, P. Giommi, B.W. Grefenstette, Y. Kim, T. Kitaguchi, J.E. Koglin, K.K. Madsen, P.H. Mao, H. Miyasaka, K. Mori, M. Perri, M.J. Pivovarov, S. Puccetti, V.R. Rana, N.J. Westergaard, J. Willis, A. Zoglauer, H. An, M. Bachetti, N.M. Barrieffere, E.C. Bellm, V. Bhalerao, N.F. Brejnholt, F. Fuerst, C.C. Liebe, C.B. Markwardt, M. Nynka, J.K. Vogel, D.J. Walton, D.R. Wik, D.M. Alexander, L.R. Cominsky, A.E. Hornschemeier, A. Hornstrup, V.M. Kaspi, G.M. Madejski, G. Matt, S. Molendi, D.M. Smith, J.A. Tomsick, M. Ajello, D.R. Ballantyne, M. Balokovic, D. Barret, F.E. Bauer, R.D. Bandford, W. Niel Brandt, L.W. Brenneman, J. Chiang, D. Chakrabarty, J. Chenevez, A. Comastri, F. Dufour, M. Elvis, A.C. Fabian, D. Farrah, C.L. Fryer, E.V. Gotthelf, J.E. Grindlay, D.J. Helfand, R. Krivonos, D.L. Meier, J.M. Miller, L. Natalucci, P. Ogle, E.O. Ofek, A. Ptak, S.P. Reynolds, J.R. Rigby, G. Tagliaferri, S.E. Thorsett, E. Treister, C.M. Urry. *Astrophys. J.*, **770** (103), 103 (2013). DOI: 10.1088/0004-637X/770/2/103
- [157] K. Forster, F.A. Harrison, S.R. Dodd, D.K. Stern, H. Miyasaka, K.K. Madsen, B.W. Grefenstette, C.B. Markwardt, W.W. Craig, F.E. Marshall. *Proc. SPIE*, **9149**, 91490R (2014). DOI: 10.1117/12.2056916
- [158] K.K. Madsen, F.E. Christensen, W.W. Craig, K.W. Forster, B.W. Grefenstette, F.A. Harrison, H. Miyasaka, V. Rana. *J. Astron. Telesc. Instrum. Syst.*, **3** (4), 044003 (2017). DOI: 10.1117/1.JATIS.3.4.044003
- [159] M. Ghigo, S. Basso, R. Canestrari, L. Proserpio. *Proc. SPIE*, **7439**, 74390M (2009). DOI: 10.1117/12.826405
- [160] B. Salmaso, S. Basso, C. Brizzolari, M. Civitani, M. Ghigo, G. Pareschi, D. Spiga, G. Tagliaferri, G. Vecchi. *Proc. SPIE*, **9151**, 91512W (2014). DOI: 10.1117/12.2056038
- [161] V. Navalkar, K.P. Singh, M. Press. *J. Astrophys. Astron.*, **40** (3), 24 (2019). DOI: 10.1007/s12036-019-9592-3
- [162] F. Kislak, B. Beheshtipour, P. Dowkontt, V. Guarino, R.J. Lanzi, T. Okajima, D. Braun, S. Cannon,

- G. DeGeronimo, S. Heatwole, J. Hoorman, S. Li, H. Mori, C.M. Shreves, D. Stuchlik, H. Krawczynski. *J. Astron. Instrum.*, **6**(2), 1740003 (2017). DOI: 10.1142/S2251171717400037
- [163] H. Awaki, H. Kunieda, M. Ishida, H. Matsumoto, Y. Babazaki, T. Demoto, A. Furuzawa, Y. Haba, T. Hayashi, R. Iizuka, K. Ishibashi, N. Ishida, M. Itoh, T. Iwase, T. Kosaka, D. Kurihara, Y. Kuroda, Y. Maeda, Y. Meshino, I. Mitsuishi, Y. Miyata, T. Miyazawa, H. Mori, H. Nagano, Y. Namba, Y. Ogasaka, K. Ogi, T. Okajima, S. Saji, F. Shimasaki, T. Sato, T. Sato, S. Sugita, Y. Suzuki, K. Tachibana, S. Tachibana, S. Takizawa, K. Tamura, Y. Tawara, T. Torii, K. Uesugi, K. Yamashita, S. Yamauchi. *Appl. Opt.*, **53**(32), 7664 (2014). DOI: 10.1364/AO.53.007664
- [164] K. Tamura, H. Kunieda, Y. Miyata, T. Okajima, T. Miyazawa, A. Furuzawa, H. Awaki, Y. Haba, K. Ishibashi, M. Ishida, Y. Maeda, H. Mori, Y. Tawara, S. Yamauchi, K. Uesugi, Y. Suzuki, HXT Team. *J. Astron. Telesc. Instrum. Syst.*, **4**(1), 011209 (2018). DOI: 10.1117/1.JATIS.4.1.011209
- [165] H. Matsumoto, H. Awaki, M. Ishida, A. Furuzawa, S. Yamauchi, Y. Maeda, I. Mitsuishi, Y. Haba, T. Hayashi, R. Iizuka, K. Ishibashi, M. Itoh, H. Kunieda, T. Miyazawa, H. Mori, T. Okajima, S. Sugita, K. Tamura, Y. Tawara. *J. Astron. Telesc. Instrum. Syst.*, **4**(1), 011212 (2018). DOI: 10.1117/1.jatis.4.1.011212
- [166] K.K. Madsen, F. Harrison, D. Broadway, F.E. Christensen, M. Descalle, D. Ferreira, B. Grefenstette, D. Gurgew, A. Hornschemeier, H. Miyasaka, T. Okajima, S. Pike, M. Pivovarov, T. Saha, D. Stern, J. Vogel, D. Windt, W. Zhang. *Proc. SPIE*, **10699**, 106996M (2018). DOI: 10.1117/12.2314117
- [167] K. Madsen, R. Hickox, M. Bachetti, D. Stern, N.C. Gellert, J. García, E. Kara, N.W. Brandt, H. Krawczynski, A. Lohfink, L. Brenneman, F. Christensen, M. Middleton, A. Hornstrup, G. Matt, A. Jaodand, G. Lansbury, C. Ricci, F. Fuerst, D. Ballantyne, D. Walton, A. Fabian, D. Ferreira, K. Pottschmidt, J.M. Miller, D.L. Windt, M. Baloković, N. Kamraj, J. Wilms, M. Heida, D. Alexander, P. Boorman, D. Wik, J. Vogel, H. Earnshaw, M.-A. Descalle, F. Civano, F. Fornasini, J. Grindlay, W. Zhang, A. Hornschemeier, W. Craig. *BAAS*, **51**(7), 166 (2019).
- [168] W.W. Zhang, K.D. Allgood, M.P. Biskach, K.-W. Chang, M. Hlinka, J.D. Kearney, J.R. Mazzarella, R.S. McClelland, A. Numata, L.G. Olsen, R.E. Riveros, T.T. Saha, P.M. Solly. *Proc. SPIE*, **10399**, 103990S (2017). DOI: 10.1117/12.2270861
- [169] M.J. Cieślak, K.A. Gamage, R. Glover. *Radiat. Meas.*, **92**, 59 (2016). DOI: 10.1016/j.radmeas.2016.08.002
- [170] J. Knödlseeder. *Exp. Astron.*, **20**(1), 3 (2005). DOI: 10.1007/s10686-006-9031-8
- [171] H. Halloin, P. Bastie. *Exp. Astron.*, **20**(1–3), 151 (2005). DOI: 10.1007/978-1-4020-5304-7_17
- [172] H. Halloin. *Exp. Astron.*, **20**(1–3), 171 (2005). DOI: 10.1007/978-1-4020-5304-7_18
- [173] F. Frontera, P. von Ballmoos. *X-ray Opt. Instrum.*, **2010**(1), ID 215375 (2010). DOI: 10.1155/2010/215375
- [174] R.K. Smither. *Rev. Sci. Instrum.*, **85**(8), 081101 (2014). DOI: 10.1063/1.4893585.
- [175] F. Frontera, G. Loffredo, A. Pisa, F. Nobili, V. Carassiti, F. Evangelisti, L. Landia, S. Squerzanti, E. Caroli, J.B. Stephen, K.H. Andersen, P. Courtois, N. Auricchio, L. Milani, B. Negri. *Proc. SPIE*, **7011**, 70111R (2008). DOI: 10.1117/12.790484
- [176] P. von Ballmoos, H. Halloin, J. Evrard, G. Skinner, N. Abrosimov, J. Alvarez, P. Bastie, B. Hamelin, M. Hernanz, P. Jean, J. Knödlseeder, B. Smither. *Exp. Astron.*, **20**(1–3), 253 (2005). DOI: 10.1007/s10686-006-9071-0
- [177] A. Pisa, F. Frontera, P. De Chiara, G. Loffredo, D. Pellicciotta, G. Landini, T. Franceschini, S. Silvestri, K. Andersen, P. Courtois, B. Hamelin. *Proc. SPIE*, **5536**, 39 (2004). DOI: 10.1117/12.563052
- [178] F. Frontera, A. Pisa, G. Loffredo, D. Pellicciotta, V. Carassiti, F. Evangelisti, K. Andersen, P. Courtois, L. Amati, E. Caroli, T. Franceschini, G. Landini, S. Silvestri, J. Stephen. *Exp. Astron.*, **20**(1–3), 241 (2005). DOI: 10.1007/s10686-006-9050-5
- [179] D. Pellicciotta, F. Frontera, G. Loffredo, A. Pisa, K. Andersen, P. Courtois, B. Hamelin, V. Carassiti, M. Melchiorri, S. Squerzanti. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **53**(1), 253 (2006). DOI: 10.1109/TNS.2006.869823
- [180] N. Barrière, P. von Ballmoos, P. Bastie, P. Courtois, N.V. Abrosimov, K. Andersen, T. Buslaps, T. Camus, H. Halloin, M. Jentschel, J. Knödlseeder, G. Roudil, D. Serre, G. Skinner. *Proc. SPIE*, **6688**, 66880O (2007). DOI: 10.1117/12.733993
- [181] J. Knödlseeder, P. von Ballmoos, F. Frontera, A. Bazzano, F. Christensen, M. Hernanz, C. Wunderer. *Exp. Astron.*, **23**(1), 121 (2009). DOI: 10.1007/s10686-008-9119-4
- [182] P. von Ballmoos, H. Halloin, G. Skinner, R.K. Smither, J. Paul, N.V. Abrosimov, J.M. Alvarez, P. Astier, P. Bastie, D. Barret, A. Bazzano, A. Boutonnet, P. Brousse, B. Cordier, T. Courvoisier, G. DiCocco, A. Giuliani, B. Hamelin, M. Hernanz, P. Jean, J. Isern, J. Knödlseeder, P. Laurent, F. Lebrun, A. Marcowith, V. Martinot, L. Natalucci, J.-F. Olive, R. Pain, R. Sadat, H. Sainct, P. Ubertini, G. Vedrenne. *Proc. SPIE*, **5168**, 482 (2004). DOI: 10.1117/12.509672
- [183] N. Barrière, P. von Ballmoos, H. Halloin, N. Abrosimov, J.M. Alvarez, K. Andersen, P. Bastie, S. Boggs, P. Courtois, T. Courvoisier, M. Harris, M. Hernanz, J. Isern, P. Jean, J. Knödlseeder, G. Skinner, B. Smither, P. Ubertini, G. Vedrenne, G. Weidenspointner, C. Wunderer. *Exp. Astron.*, **20**(1), 269 (2005). DOI: 10.1007/978-1-4020-5304-7_27
- [184] P. von Ballmoos, J. Alvarez, N. Barrière, S. Boggs, A. Bykov, J.M. Del Cura Velayos, F. Frontera, L. Hanlon, M. Hernanz, E. Hinglais, J. Isern, P. Jean, J. Knödlseeder, L. Kuiper, M. Leising, B. Pirard, J.-P. Prost, R. da Silva, T. Takahashi, J. Tomsick, R. Walter, A. Zoglauer. *Proc. SPIE*, **8145**, 81450E (2011). DOI: 10.1117/12.895419
- [185] F. Frontera, E. Virgili, V. Carassiti, C. Guidorzi, P. Rosati, L. Amati, N. Auricchio, L. Bassani, R. Campana, E. Caroli, F. Fuschino, R. Gilli, C. Labanti, A. Malizia, M. Orlandini, J.B. Stephen, G. Stratta, S. Del Sordo, G. Ghirland, S. Brandt. *Mem. S.A.It.*, **90**, 247 (2019).
- [186] N. Barrière, J. Rousselle, P. von Ballmoos, N.V. Abrosimov, P. Courtois, P. Bastie, T. Camus, M. Jentschel, V.N. Kurlov, L. Natalucci, G. Roudil, N.F. Brejnholtg, D. Serreh. *J. Appl. Cryst.*, **42**(5), 834 (2009). DOI: 10.1107/S0021889809023218
- [187] W.H. Zahariasen. *Acta Cryst.*, **23**, 558 (1967). DOI: 10.1107/S0365110X67003202

- [188] N. Lund. *Exp. Astron.*, **20**(1–3), 211 (2005). DOI: 10.1007/s10686-006-9026-5
- [189] R.K. Smither, K.A. Saleem, D.E. Roa, M.A. Beno, P. Von Ballmoos, G.K. Skinner. *Exp. Astron.*, **20**(1), 201 (2005). DOI: 10.1007/s10686-005-9019-9
- [190] P. Courtois, T. Bigault, K.H. Andersen, J. Baudin-Cavallo, K. Ben Saïdane, M. Berneron, A. El-Aazzouzzi, D. Gorny, W. Graf, T. Guiblain, R. Hehn, E. Hetzler, C. Menthonnex, B. Mestrallet, C. Dewhurst. *Physica B*, 385–386, 1271 (2006). DOI: 10.1016/j.physb.2006.06.043
- [191] S.F. Trevino, D.F.R. J. Mildner. *Appl. Cryst.*, **37**(2), 339 (2004). DOI: 10.1107/S0021889804001785
- [192] K. Nyilas, C. Dupas, T. Kruml, L. Zsoldos, T. Ungár, J.L. Martin. *Mat. Sci. Eng. A*, 387–389, 25 (2004).
- [193] C. Ferrari, L. Zanotti, A. Zappettini, S. Arumainathan. *Proc. SPIE*, **7077**, 70770O (2008). DOI: 10.1117/12.796682
- [194] R.K. Smither, P.B. Fernandez, T. Graber, P. von Ballmoos, J. Naya, F. Albernhe, G. Vedrenne, M. Faiz. *Proc. SPIE*, **2806**, 509 (1996). DOI: 10.1117/12.254001
- [195] C. Malgrange. *Cryst. Res. Technol.*, **37**(7), 654 (2002). DOI: 10.1002/1521-4079(200207)37:7<654::AID-CRAT654>3.0.CO;2-E
- [196] E. Virgilli, V. Valsan, F. Frontera, E. Caroli, V. Liccardo, J.B. Stephen. *J. Astrophys. Telesc. Instrum. Syst.*, **3**, 044001 (2017). DOI: 10.1117/1.JATIS.3.4.044001
- [197] N. Barrière, V. Guidi, V. Bellucci, R. Camattari, T. Buslaps, J. Rousselle, G. Roudil, F.-X. Arnaud, P. Bastie, L. Natalucci. *J. Appl. Cryst.*, **43**(6), 1519 (2010). DOI: 10.1107/S0021889810038343
- [198] C. Ferrari, E. Buffagni, E. Bonnini, D. Korytar. *J. Appl. Cryst.*, **46**(6), 1576 (2013). DOI: 10.1107/S0021889813022954
- [199] E. Buffagni, C. Ferrari, F. Rossi, L. Marchini, A. Zappettini. *Opt. Eng.*, **51**(5), 056501 (2012). DOI: 10.1117/12.893701
- [200] V. Bellucci, R. Camattari, V. Guidi, I. Neri, N. Barrière. *Exp. Astron.*, **31**(1), 45 (2011). DOI: 10.1007/s10686-011-9226-5
- [201] V. Bellucci, R. Camattari, V. Guidi, A. Mazzolari. *Thin Solid Films*, **520**(3), 1069 (2011). DOI: 10.1016/j.tsf.2011.09.005
- [202] R. Camattari, V. Guidi, L. Lanzoni, I. Neri. *Meccanica*, **48**(8), 1875 (2013). DOI: 10.1007/s11012-013-9734-7
- [203] V. Bellucci, R. Camattari, V. Guidi, A. Mazzolari, G. Paterno, G. Mattei, C. Scian, L. Lanzoni. *Appl. Phys. Lett.*, **107**(6), 064102 (2015). DOI: 10.1063/1.4928553
- [204] R. Camattari, G. Paterno, M. Romagnoni, V. Bellucci, A. Mazzolari, V. Guidi. *J. Appl. Cryst.*, **50**(1), 145 (2017). DOI: 10.1107/S1600576716018768
- [205] R. Camattari, M. Romagnoni, A. Mazzolari, G. Paterno, V. Guidi, T. Buslaps. *Exp. Astron.*, **46**(10), 309 (2018). DOI: 10.1007/s10686-018-9603-4
- [206] R. Camattari, E. Dolcini, V. Bellucci, A. Mazzolari, V. Guidi. *J. Appl. Cryst.*, **47**(5), 1762 (2014). DOI: 10.1107/S1600576714018834
- [207] A. Erko, F. Schafers, W. Gudat, N.V. Abrosimov, S.N. Rossolenko, V. Alex, S. Groth, W. Schröder. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **374**(3), 408 (1996). DOI: 10.1016/0168-9002(96)00199-4
- [208] N.V. Abrosimov. *Exp. Astron.*, **20**(1), 185 (2005). DOI: 10.1007/978-1-4020-5304-7_19
- [209] N.V. Abrosimov, S.N. Rossolenko, V. Alex, A. Gerhardt, W. Schröder. *J. Crystal Growth*, **166**(1–4), 657 (1996). DOI: 10.1016/0022-0248(96)00036-X
- [210] S. Keitel, C. Malgrange, T. Niemoller, T. Schneider. *Acta Crystallogr. A*, **55**(5), 855 (1999). DOI: 10.1107/s010876739900313x
- [211] R. Camattari, A. Battelli, V. Bellucci, V. Guidi. *Exp. Astron.*, **37**(1), 1 (2014). DOI: 10.1007/s10686-013-9358-x
- [212] О.И. Сумбаев. *ЖЭТФ*, **32**, 1276 (1957). [O. Sumbaev. *Soviet Phys. JETP*, **5**(6), 1042 (1957)].
- [213] О.И. Сумбаев. *ЖЭТФ*, **54**, 1352 (1968). [O.I. Sumbaev. *Soviet Phys. JETP*, **27**, 724 (1968)].
- [214] R. Camattari, V. Guidi, V. Bellucci, A. Mazzolari. *J. Appl. Cryst.*, **48**(4), 977 (2015). DOI: 10.1107/S1600576715009875
- [215] V. Guidi, V. Bellucci, R. Camattari, I. Neri. *J. Appl. Cryst.*, **44**(6), 1255 (2011). DOI: 10.1107/S0021889811035709
- [216] V. Bellucci, R. Camattari, V. Guidi. *Astron. Astrophys. (A&A)*, **560**, A1 (2013). DOI: 10.1051/0004-6361/201322053
- [217] R. Camattari, G. Paternó, V. Bellucci, V. Guidi. *Exp. Astron.*, **38**(3), 417 (2014). DOI: 10.1007/s10686-014-9429-7
- [218] R. Camattari, V. Guidi, V. Bellucci, I. Neri, F. Frontera, M. Jentschel. *Rev. Sci. Instr.*, **84**(5), 053110 (2013). DOI: 10.1063/1.4807289
- [219] R. Camattari, G. Paternó, A. Battelli, V. Bellucci, P. Bastie, V. Guidi. *J. Appl. Cryst.*, **47**(2), 799 (2014). DOI: 10.1107/S1600576714005056
- [220] R. Camattari, V. Guidi. *Astron. Astrophys. (A&A)*, **570**, A17 (2014). DOI: 10.1051/0004-6361/201424463
- [221] N.M. Barrière, L. Natalucci, N. Abrosimov, P. von Ballmoos, P. Bastie, P. Courtois, M. Jentschel, J. Knödlseher, J. Rousselle, P. Ubertini. *Proc. SPIE*, **7437**, 74370K (2009). DOI: 10.1117/12.826138
- [222] N.M. Barrière, J.A. Tomsick, S.E. Boggs, A. Lowell, P. von Ballmoos. *Proc. SPIE*, **8147**, 81471D (2011). DOI: 10.1117/12.899893
- [223] F. Frontera, G. Loffredo, A. Pisa, L. Milani, F. Nobili, N. Auricchio, V. Carassiti, F. Evangelisti, L. Landi, S. Squerzanti, K.H. Andersen, P. Courtois, L. Amati, E. Caroli, G. Landini, S. Silvestri, J.B. Stephen, J.M. Poulsen, B. Negri, G. Pareschi. *Proc. SPIE*, **6688**, 20 (2007). DOI: 10.1117/12.736038
- [224] N. Barrière, P. von Ballmoos, L. Natalucci, G. Roudil, P. Bastie, P. Courtois, M. Jentschel, N.V. Abrosimov, J. Rousselle. *Proc. SPIE*, **10566**, 1056603 (2008). DOI: 10.1117/12.2308289
- [225] E. Virgilli, F. Frontera, P. Rosati, V. Liccardo, S. Squerzanti, V. Carassiti, E. Caroli, N. Auricchio, J.B. Stephen. *Proc. SPIE*, **9603**, 960308 (2015). DOI: 10.1117/12.2190335
- [226] C. Wade, N. Barrière, L. Hanlon, S.E. Boggs, N.F. Brejnholt, S. Massahi, J.A. Tomsick, P. von Ballmoos. *Proc. SPIE*, **9603**, 960309 (2015). DOI: 10.1117/12.2187029
- [227] C. Wade, N.M. Barrière, J.A. Tomsick, L. Hanlon, S.E. Boggs, A. Lowell, P. von Ballmoos, S. Massahi. *Nucl. Instr. and Meth. A*, **895**, 135 (2018). DOI: 10.1016/j.nima.2018.04.005
- [228] I. Mohacsi, P. Karvinen, I. Vartiainen, V.A. Guzenko, A. Somogyi, C.M. Kewish, P. Mercere, C. David. *J. Synchrotron Radiat.*, **21**(3), 497 (2014). DOI: 10.1107/S1600577514003403
- [229] G.K. Skinner. *Astron. Astrophys.*, **383**(2), 352 (2002). DOI: 10.1051/0004-6361:20010745
- [230] G.K. Skinner. *Astron. Astrophys.*, **375**(1), 691 (2001). DOI: 10.1051/0004-6361:20011700
- [231] G.K. Skinner. *Appl. Optics*, **43**(25), 4845 (2004). DOI: 10.1364/AO.43.004845

- [232] P. Gorenstein. Proc. SPIE, **5168**, 411 (2004). DOI: 10.1117/12.506443
- [233] P. Gorenstein, W. Cash, N. Gehrels, K. Gendreau, J. Krizmanic, M. Coleman Miller, C.S. Reynolds, R.M. Sambruna, G. Skinner, R.E. Streitmatter, D.L. Windt. Proc. SPIE, **7011**, 70110U (2008). DOI: 10.1117/12.789978
- [234] G.K. Skinner. X-Ray Opt. Instrum., **2010** (4), ID 743485 (2010). DOI: 10.1155/2010/743485
- [235] C. Braig, P. Predehl. Exp. Astron., **27** (3), 131 (2010). DOI: 10.1007/s10686-009-9180-7
- [236] C. Braig, P. Predehl. Opt. Eng., **51** (9), 096501 (2012). DOI: 10.1117/1.OE.51.9.096501
- [237] C. Braig, I. Zizak. Appl. Opt., **57** (8), 1857 (2018). DOI: 10.1364/AO.57.001857
- [238] C. Braig, P. Predehl. Appl. Opt., **46** (14), 2586 (2007). DOI: 10.1364/AO.46.002586
- [239] B.R. Dennis, G.K. Skinner, M.J. Li, A.Y. Shih. Sol. Phys., **279** (2), 573 (2012). DOI: 10.1007/s11207-012-0016-7
- [240] G.K. Skinner, Z. Arzoumaniana, W.C. Cash, N. Gehrels, K.C. Gendreau, P. Gorenstein, J.F. Krizmanic, M.C. Miller, J.D. Phillips, R.D. Reasenberg, C.S. Reynolds, R.M. Sambruna, R.E. Streitmatter, D.L. Windt. Proc. SPIE, **7011**, 70110T (2008). DOI: 10.1117/12.789568
- [241] C. Braig, P. Predehl. Exp. Astron., **21** (2), 101–123 (2006). DOI: 10.1007/s10686-006-9077-7
- [242] C. Braig, P. Predehl. Proc. SPIE, **5488**, 601 (2004). DOI: 10.1117/12.551416
- [243] M. Bavdaz, M.W. Beijersbergen, A.J. Peacock, R. Willingale, B. Aschenbach, H.W. Braeuninger. Proc. SPIE, **3766**, 94 (1999). DOI: 10.1117/12.363665
- [244] J. Krizmanic, G. Skinner, N. Gehrels. Exp. Astron., **20** (1–3), 497 (2006). DOI: 10.1007/978-1-4020-5304-7_48