

СПОСОБЫ ФОКУСИРОВКИ И РАЗЛОЖЕНИЯ В СПЕКТР РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

М. И. МАЗУРИЦКИЙ

Ростовский государственный университет, Ростов-на-Дону

METHODS OF X-RAY FOCUSING AND SPECTRAL ANALYSIS

M. I. MAZURITSKII

The physical principles of X-ray reflection and diffraction are described. The basic methods to focus and monochromatize the radiation are described.

Рассмотрены физические принципы отражения и дифракции рентгеновских лучей. Описаны основные методы, используемые для фокусировки и монохроматизации излучения.

www.issep.rssi.ru

Как известно, рентгеновское излучение представляет собой электромагнитное излучение с длинами волн в диапазоне примерно от 0,01 до 150 нм (для сравнения: диапазон видимого света составляет 400–800 нм). Еще совсем недавно возможность создания оптических систем для получения рентгеновских изображений предметов казалась невероятной. Теперь, однако, существует техника изготовления и обработки сверхгладких поверхностей с очень точно выдержанным профилем для использования их в качестве зеркал в рентгеновских микроскопах и телескопах. Ученые, занимающиеся синтезом и исследованием новых материалов, отработали методы осаждения атомных слоев для получения многослойных интерференционных покрытий, повышающих отражательную способность зеркал на избранных длинах волн. И наконец, успехи электронной промышленности в производстве миниатюрных микросхем привели к разработке методов изготовления структур с размерами в несколько сот ангстрем. Благодаря этому стало возможно создание элементов дифракционной рентгеновской оптики, таких, как многослойные интерференционные зеркала и зонные дифракционные пластинки, а также отражающие и пропускающие решетки. Следует особо отметить появление совершенно новых фокусирующих рентгенооптических систем, состоящих из специальных стеклянных капилляров. Вместе с тем по-прежнему успешно используются совершенные и мозаичные кристаллы для фокусировки и монохроматизации рентгеновских лучей, то есть выделения узкого спектрального интервала.

Известно, что рентгеновские лучи (X-гау) были впервые обнаружены немецким физиком В.К. Рентгеном (W.C. Röntgen) в 1895 году. Можно утверждать, что с той даты начался новый этап развития современной физики твердого тела. Рентген показал, что большинство материалов прозрачны для нового излучения. Закономерность, которую удалось ему установить, заключалась в том, что более тяжелые химические элементы поглощали лучи сильнее, чем легкие, в отличие от

света, который полностью поглощается тонким слоем алюминия, но легко проходит через несколько сантиметров свинцового стекла. Рентген сделал важное открытие, что лучи действуют на фотографическую эмульсию. Он также установил, что лучи не испытывают отклонения под действием электрического или магнитного поля. Однако ему не удалось обнаружить преломления лучей, а также интерференционных явлений и дифракции.

В настоящее время взаимодействие рентгеновских лучей с веществом лежит в основе многих методов и технологий, причем не только физики, а также материаловедения, микроскопии, биологии, медицины, интроскопии и т.д. Основными источниками рентгеновского излучения наряду с запаянной рентгеновской трубкой являются синхротроны, накопительные кольца, оснащенные ондуляторами и вигглерами, микролучевые и лазерно-плазменные источники.

Рассмотрим основные принципы, лежащие в основе фокусировки и разложения в спектр рентгеновского излучения.

ОТРАЖЕНИЕ ПРИ СКОЛЬЗЯЩЕМ И НОРМАЛЬНОМ ПАДЕНИИ

Рентгенооптические свойства отражающих материалов определяются в основном показателем преломления вещества. Создание оптических приборов для рентгеновских лучей осложняется тем, что все материалы являются поглощающими. Для того чтобы подчеркнуть это обстоятельство, коэффициент преломления обычно записывают в комплексной форме:

$$n = 1 - \delta - i\beta,$$

где β – показатель поглощения вещества, причем $\delta, \beta \ll 1$ для любого материала. Отсюда легко заключить, что действительная часть $(1 - \delta)$ показателя преломления рентгеновских лучей практически равна 1, точнее, меньше единицы, поскольку $\delta > 0$. Иными словами, можно сказать, что вакуум в этой области спектра оптически более плотная среда по сравнению с веществом.

Когда рентгеновские лучи входят из вакуума в среду, угол скольжения между лучом и поверхностью раздела уменьшается. Поэтому в рассматриваемом диапазоне длин волн невозможно применение традиционной преломляющей оптики для видимого света. Оказывается, что невозможно применение и отражающих зеркал нормального падения. Действительно, коэффициент отражения электромагнитной волны от плоской поверхности определяется формулой Френеля:

$$R(\theta) = \left| \frac{\sin \theta - \sqrt{n^2 - \cos^2 \theta}}{\sin \theta + \sqrt{n^2 - \cos^2 \theta}} \right|^2,$$

где θ – угол скольжения падающего и отраженного луча.

При почти нормальном падении лучей ($\theta \approx 90^\circ$) приведенное выше уравнение Френеля сводится к следующему:

$$R(\theta) \approx \frac{\delta^2 - \beta^2}{4}.$$

Вспоминая, что δ и показатель поглощения β малы ($\sim 10^{-4}$), мы видим, что отражение рентгеновских лучей от поверхности при больших углах крайне незначительно.

Положение существенно изменяется при малых углах скольжения. Рентгенооптические системы скользящего падения основаны на явлении полного внешнего отражения. В большинстве случаев полное внешнее отражение происходит на (вблизи) границе раздела вакуум–вещество. Для непоглощающего вещества ($\beta \approx 0$) полное отражение имеет место при углах скольжения, меньших критического угла θ_c , где $\cos \theta_c = n = 1 - \delta$, то есть $\theta_c \approx (2\delta)^{1/2}$. Термин “полное отражение” несколько дезориентирует в тех случаях, когда коэффициент поглощения β является конечной величиной. Переход от высокого коэффициента отражения, когда угол скольжения θ меньше критического угла θ_c , к очень малому значению коэффициента отражения, когда θ больше θ_c при больших значениях отношения β/δ , происходит относительно плавно.

Отражение рентгеновских лучей при скользящем падении было впервые продемонстрировано Артуром Комптоном (A.H. Compton) в 1923 году. Физики вскоре поняли, что это явление предоставляет возможность использования изогнутых зеркал для фокусировки рентгеновского излучения и формирования изображения предметов. Однако прошло много лет, прежде чем ученые смогли устранить большие aberrации оптических элементов со скользящим падением, в особенности астигматизм. При падении, близком к нормали, вогнутые сферические зеркала дают хорошее изображение точечного объекта на оптической оси, но по мере удаления объекта от оси изображение все более растягивается. При скользящем падении этот астигматизм максимален: изображение точки становится линией, что и ограничивает использование одного сферического зеркала в качестве прибора, дающего изображение объекта.

Имеются два принципиальных пути преодоления этой трудности. В 1948 году Поль Киркпатрик (P. Kirkpatrick) и Альберт Баец (A.V. Baez) из Стэнфордского университета построили первую оптическую систему для получения изображения в рентгеновских лучах – рентгеновский микроскоп, использующий пару сферических вогнутых зеркал в тандеме. Оси вращения этих зеркал были перпендикулярны друг к другу, так что каждое зеркало исправляло астигматизм другого. Этот метод используется в диагностике лазерной плазмы. Во

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

В 1952 году Ганс Вольтер (H. Wolter) из Кильского университета внес значительный вклад в теорию и применение такого типа рентгеновской оптики скользящего падения. Вольтер разработал несколько систем для фокусировки рентгеновских лучей, используя поверхности вращения конических сечений. С помощью последовательного отражения от двух участков таких поверхностей были получены изображения очень высокого качества. Более подробно о системах фокусировки можно прочитать в [1].

Поскольку в оптике скользящего падения речь идет о предельно малых углах, то становится очевидным вопрос о высоких требованиях к обработке отражающих поверхностей. Вопрос о влиянии шероховатостей поверхности на параметры отраженного пучка имеет для рентгеновской оптики принципиальное значение. Для типичных углов скольжения $\theta \approx \theta_c/2$ высота шероховатостей не должна превышать, как правило, 1–2 нм. Однако надо иметь в виду, что малые углы скольжения резко ограничивают светосилу приборов скользящего падения.

Особо следует отметить появление в последнее десятилетие нового направления рентгеновской оптики – капиллярная оптика (часто в литературе еще используется термин “поликапиллярная оптика”). Речь идет об изменении направления распространения рентгеновских лучей посредством многократного отражения в полых стеклянных трубках. При этом капилляры могут иметь цилиндрическую, коническую и другие формы поверхности, а также заданный радиус кривизны вдоль оси канала. Капиллярная оптика впервые позволила реально управлять рентгеновским излучением в широком диапазоне частот. Она выгодно отличается от других методов фокусировки рентгеновского излучения своей светосилой, позволяет частично монохроматизировать пучок излучения, поворачивать его эффективно на большие углы, переводить расходящийся пучок в параллельный и, наконец, фокусировать излучение с увеличением интенсивности на два-три и более порядка. Все это расширило список прикладных задач, в которых рентгеновская оптика может сделать реальный прорыв. Кроме того, капиллярные системы представляют собой новые интерференционные элементы (см. [2]).

Одним из самых эффективных способов фокусировки является многослойная рентгеновская оптика, основанная на интерференционном отражении рентгеновского излучения от многослойных покрытий. Многослойные интерференционные структуры состоят из чередующихся веществ с разными показателями

преломления, например двух сортов малопоглощающих четвертьволновых пленок с показателями преломления n_1 и n_2 , имеющих оптическую толщину $n_i d_i = \lambda/4$. Отражение от всех границ складывается в фазе, и при достаточно большом числе слоев коэффициент отражения приближается к единице. Ясно, что коэффициент отражения рентгеновской волны от одной из границ раздела – довольно маленькая величина. Для достижения сравнительно большого общего коэффициента отражения требуются много (сотни) слоев и высокие требования к изготовлению сплошных сверхтонких пленок толщиной в несколько моноатомных слоев, а также к технике изготовления многослойных интерференционных структур.

ЗОННЫЕ ПЛАСТИНКИ

Нельзя не отметить еще один класс рентгенооптических элементов – дифракционные зонные пластинки [3]. Зонные пластинки представляют собой концентрические решетки с увеличивающейся по мере возрастания радиуса плотностью штрихов (рис. 1). Принцип их действия ничем не отличается от принципа работы оптических элементов видимого диапазона. Процесс образования изображений зонными пластинками с числом зон $n > 100$ подчиняется тем же закономерностям, что и при использовании тонких линз. Фокусное расстояние приблизительно определяется выражением $f_m = r_1^2 \lambda^{-1} m^{-1}$, где r_1 и r_n – радиусы первой внутренней и n -й зон соответственно, n – число зон, m – номер дифракционного порядка. Так как $f_m \sim \lambda^{-1}$, зонная пластинка может применяться для монохроматизации излучения (схематично это показано на рис. 1, б) или, наоборот, использоваться в пучках квазимонохроматического излучения с шириной линии $\Delta\lambda$, определяемой отношением $\lambda/\Delta\lambda \approx nm$. Ширина внешней зоны $dr_n = r_n/2n$. Наименьшее расстояние между двумя точечными источниками, которое может быть разрешено

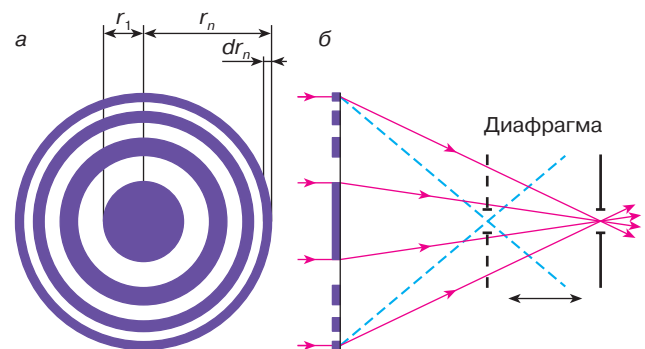


Рис. 1. Зонная пластинка: а – принципиальная схема, б – фокусировка монохроматического излучения

зонной пластинкой, в соответствии с критерием Рэлея $\delta = 1,22dr_n/m$.

Для использования в рентгеновской микроскопии нужны два типа зонных пластинок. Во-первых, зонные пластинки, которые можно использовать в качестве конденсора для освещения объектов. Этот конденсор должен собирать как можно большую часть излучения рентгеновского источника. Как правило, такие пластинки должны иметь диаметр до 9 мм и довольно большое число зон (до $3,8 \cdot 10^4$). Во-вторых, используются зонные пластинки с высоким пространственным разрешением для получения изображения объекта. Ширина внешней зоны пластинок dr_n должна быть как можно меньше. При этом, для того чтобы не слишком сужать диапазон используемых длин волн, пластинка должна содержать от одной до нескольких сот зон. Поэтому зонные пластинки с высоким разрешением имеют очень малые диаметры — от двадцати до нескольких сот микрометров. Такие пластинки называют микрозонными.

Зонные пластинки для рентгеновской микроскопии можно изготавливать различными способами: для получения микрозонных пластинок можно использовать технику электронно-лучевой литографии или электронно-лучевого проецирования. Другой используемый в настоящее время метод состоит в том, чтобы путем испарения или распыления нанести на тонкую проволоку попеременно чередующиеся слои прозрачного и непрозрачного материала и затем нарезать образовавшуюся систему тонкими слоями. Как микрозонная, так и конденсорная зонные пластинки могут изготавливаться методом голографической литографии. В этом случае зонная пластинка образуется при экспонировании покрытой фоторезистом подложки двумя интерферирующими когерентными пучками лазера видимого или ультрафиолетового диапазона.

ЗАКОН БРЭГГОВ

Г. Брэгг и Л. Брэгг (W.H. и W.L. Bragg) обнаружили, что вещества, являющиеся по своей микроскопической структуре кристаллами, дают чрезвычайно характерные картины дифракционного отражения рентгеновского излучения. Кристалл представляет совокупность атомов или молекул, закономерно и упорядоченно расположенных в узлах пространственной кристаллической решетки. Поведение волн анализируется с помощью принципа Гюйгенса–Френеля. В соответствии с этим принципом каждая точка волнового фронта рассматривается как источник вторичных волн, которые интерферируют между собой с учетом возникающих при этом фазовых соотношений. Отражение волны от плоской поверхности сводится к тому, что каждая точка поверхности становится источником вторичных

волн. При падении волны на кристалл узлы его кристаллической решетки испускают вторичные волны, которые интерферируют между собой, отражаясь под углом, равным углу падения. Интенсивность отраженной волны в значительной мере зависит от того, насколько плотно узлы кристаллической решетки покрывают плоскость: с уменьшением плотности покрытия поверхности узлами уменьшается интенсивность отражения. Через узлы пространственной кристаллической решетки можно провести много плоскостей, и каждая из них будет отражать волну в таком направлении, чтобы угол отражения был равен углу падения, причем это условие не зависит от длины волны. Однако в действительности отражение в данном направлении происходит не только от одной плоскости, но и от всех других плоскостей, параллельных данной. Все эти волны, отраженные от различных плоскостей, когерентны между собой, поскольку порождаются одной и той же первичной волной. Другими словами, при отражении волны от семейства параллельных поверхностей происходит деление амплитуды между вторичными отраженными волнами, распространяющимися под углом отражения, равным углу падения. Если разность фаз между вторичными волнами кратна 2π , то они усилят друг друга и под углом отражения будет действительно распространяться отраженная волна. Если же эта кратность отсутствует, то никакой отраженной волны не будет. Условие, при котором происходит отражение от системы параллельных атомных плоскостей, называется уравнением Брэггов (1913).

Как видно из рис. 2, *a*, разность хода между лучами 1 и 2, отраженными от соседних кристаллических плоскостей,

$$\Delta = \frac{2d}{\sin\theta} - \frac{2d\cos^2\theta}{\sin\theta} = 2d\sin\theta.$$

Соответствующая разность фаз равна $2\pi(\Delta/\lambda)$. Конструктивная интерференция произойдет, если эта разность фаз равна $2\pi m$ ($m = 1, 2, 3, \dots$). Следовательно, условие отражения волны от системы параллельных плоскостей имеет вид

$$m\lambda = 2d\sin\theta,$$

где d — расстояние между плоскостями, λ — длина волны излучения, m — порядок дифракции.

СПЕКТРОМЕТРЫ С КРИСТАЛЛАМИ-МОНОХРОМАТОРАМИ

Основными диспергирующими элементами, позволяющими монохроматизировать рентгеновское излучение, то есть выделить узкий интервал длин волн, являются совершенные кристаллы кварца, кремния, германия, фтористого лития и мозаичные — слюды и др.

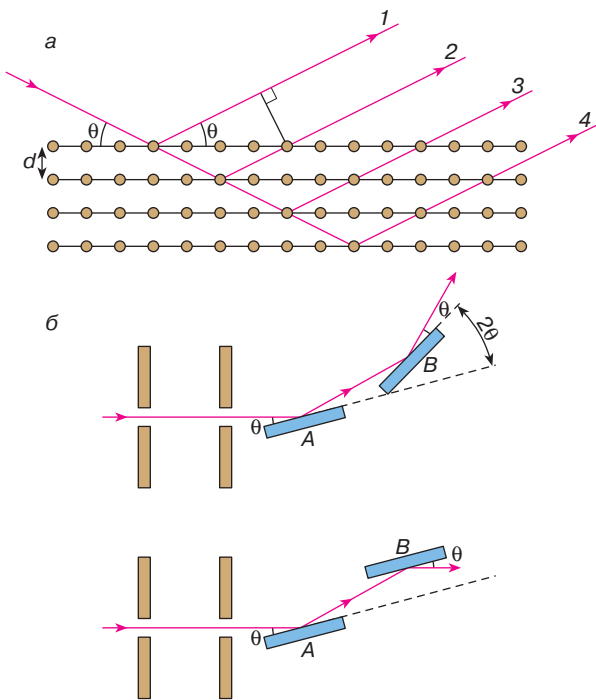


Рис. 2. Плоские кристаллы: а – метод Брэггов, б – схема двукристалльного спектрометра

Классические методы получения рентгеновских спектров описаны в [4, 5]. Фундаментальной характеристикой любого спектрометра является разрешающая сила. Ее безразмерная величина определяется отношением $E/\Delta E$ или $\lambda/\Delta\lambda = \text{tg}\theta/\Delta\theta$. Значение разрешающей силы зависит от степени мозаичности (несовершенства) кристалла-дифрактора, метода разложения в спектр рентгеновского излучения, а также от размера отражающей брэгговской поверхности кристалла. Под дифракционной зоной отражения понимают совокупность точек на кристаллографической поверхности, для которых при заданном интервале значений длин волн $\lambda - \Delta\lambda \leq \lambda' \leq \lambda + \Delta\lambda$ угол скольжения, удовлетворяющий уравнению Брэггов, находится в пределах $\theta - \Delta\theta \leq \theta' \leq \theta + \Delta\theta$. Чем больше величина $\Delta\theta$, тем шире дифракционная зона и как следствие – больше величина апертуры и соответственно выше интенсивность получаемых спектров. Однако обычно требуется обеспечить высокое спектральное разрешение, ассоциируемое с малой отражающей площадью кристалла. На практике достигается компромисс между двумя наиболее важными параметрами: светосилой и разрешением.

Для монохроматизации рентгеновского излучения используют отражение от плоских или изогнутых кристаллов. Если методы плоского кристалла целесообразны для параллельных пучков, то изогнутые кристаллы

эффективны в случае точечных источников излучения, поскольку обеспечивают дополнительно фокусировку лучей с определенным значением λ в приемное окно детектора. Рассмотрим наиболее распространенные методы получения рентгеновских спектров.

Плоские кристаллы. В двукристалльном спектрометре рентгеновские лучи последовательно отражаются от двух плоских кристаллов (см. рис. 2, б). Здесь используется принцип предварительного отражения от первого (совершенного) кристалла с целью монохроматизации падающего пучка. Предположим, что оба кристалла отражают от одной и той же кристаллографической плоскости под углом скольжения θ . Тогда возможны два положения двойного отражения. В одном внешние нормали к поверхностям обоих кристаллов образуют между собой угол 2θ , в другом – угол 180° . Для этих двух случаев обычно употребляют удобные обозначения (1, 1) и (1, -1), которые легко можно распространить на случай отражения от неодинаковых атомных плоскостей кристаллов.

Расположение (1, -1) кристаллов называется параллельным. В каком-то смысле оно представляет особый интерес. Можно показать (см. [4, 6]), что в этом случае небольшое изменение угла падения лучей θ на второй кристалл (поворот кристалла) позволяет получить зависимость коэффициента отражения от угла наклона кристалла, то есть дифракционный профиль исследуемого кристалла (кривую качания). Кривая качания имеет симметричную дисперсионную форму. В ориентации (1, -1) ее ширина на половине высоты не зависит от спектрального состава излучения, падающего на первый кристалл. Благодаря этому свойству параллельное расположение имеет исключительное значение для исследования степени совершенства кристаллов. Так, для наиболее совершенных кристаллов кремния или кварца ширина кривой качания обычно не превышает $0,001^\circ$. В непараллельном расположении (1, 1) двукристалльный спектрометр, как правило, используют непосредственно для исследования тонкой структуры спектральных линий, их формы и естественной ширины.

Методы изогнутого кристалла. Основная специфика этих методов состоит в дифракционном отражении и одновременной фокусировке лучей большой поверхностью изогнутого монокристалла. В литературе фокусирующие методы делятся на две группы: методы отражения (принцип Брэггов) и методы прохождения (принцип Лауэ). Впервые Иоганн (Н.Н. Johann) в 1931 году предложил фокусирующую схему с использованием отражающего изогнутого кристалла. На круге фокусировки (рис. 3) расположены точечный источник, вершина кристалла и детектор монохроматического излучения. Отражающие атомные плоскости

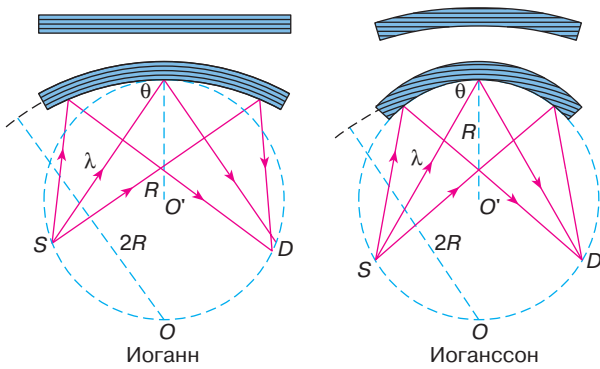


Рис. 3. Схема фокусировки лучей, испытавших брэгговское отражение от поверхности изогнутого кристалла, Иоганна и Иоганссона

параллельны наружной поверхности кристалла. Кристалл изогнут по цилиндрической поверхности радиуса $2R$ с центром в точке O . Очевидно, что даже в плоскости круга фокусировки лучи, дифрагировавшие в центре и на краях кристалла, попадут в разные точки окружности. Круг фокусировки называют кругом Роуланда.

Для устранения дефокусировки, присущей методу Иоганна, Иоганссон (Т. Johansson) в 1933 году предложил вышлифовать из монокристалла тонкую пластинку по форме поверхности кругового цилиндра радиуса $2R$. В этой пластинке атомы расположены по плоскостям, параллельным касательной плоскости в средней точке кристалла. Затем пластинку изгибают по форме поверхности кругового цилиндра радиуса R с центром в O' . При этом отражающие атомные плоскости принимают форму поверхностей кругового цилиндра радиуса $2R$ с центром в точке O . Как видно из рис. 3, в методе Иоганссона поверхность кристалла расположена вдоль фокального круга и лучи, отраженные под углом Брэгга в центре и от краев кристалла, сойдутся в одной точке.

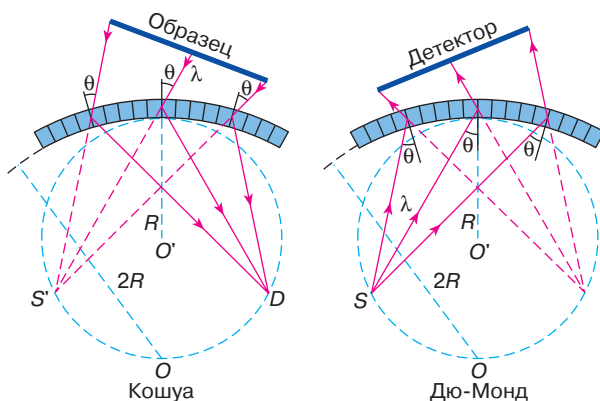


Рис. 4. Схема прохождения излучения через изогнутый кристалл Кошуа и Дю-Монда

Увеличение дифракционной зоны на поверхности кристалла в методе Иоганссона обеспечивает большую апертуру. Светосила возрастает, грубо говоря, во столько раз, во сколько раз удастся увеличить площадь отражающей поверхности.

Для коротковолнового излучения выполнение закона Брэггов возможно лишь при малых углах θ . Наиболее удобными являются методы Кошуа (Y. Cauchois, 1932) и Дю-Монда (J.W. Du Mond, 1930), в которых лучи, проходящие через кристалл, дифрагируют на атомных плоскостях, расположенных перпендикулярно изгибаемой поверхности кристалла. Ход лучей показан

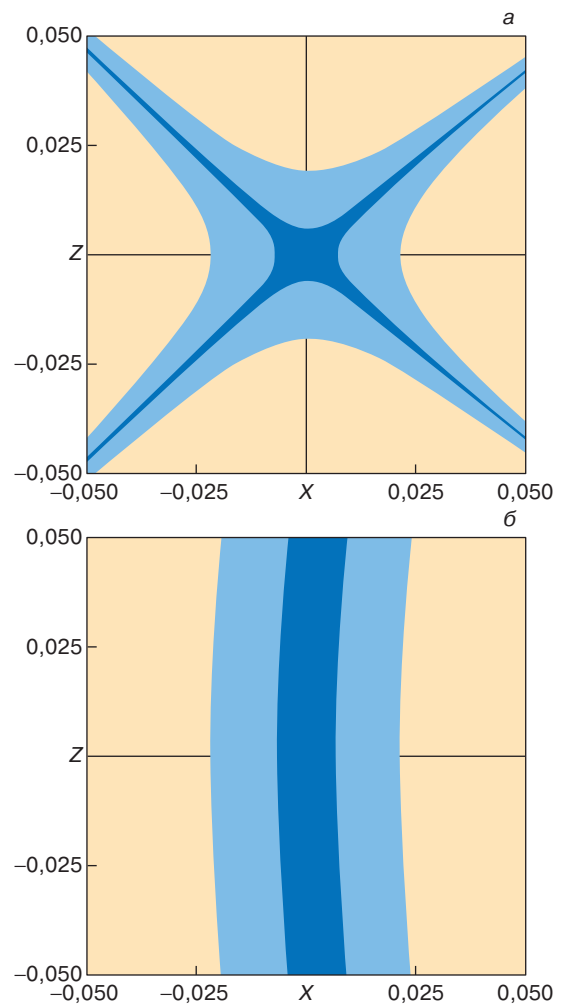


Рис. 5. Дифракционные зоны отражения рентгеновских лучей $\lambda = 0,27$ нм ($\theta = 26^\circ$) от поверхности изогнутого кристалла Si(111): темная для спектрального разрешения 10^4 , светлая для спектрального разрешения 10^3 . Размеры на рисунках приведены в долях $2R$. Оси X, Y лежат в горизонтальной плоскости круга фокусировки: а – цилиндрический изгиб кристалла вокруг оси Z , б – сферический изгиб кристалла

на рис. 4. Монокристалльные пластинки изогнуты аналогично методу Иоганна по круговой цилиндрической поверхности радиуса $2R$. Отражающие атомные плоскости располагаются веерообразно, следуя направлениям радиусов изгиба кристалла. Дефокусировка в этих методах меньше, чем в методе Иоганна.

Сегодня все чаще в спектрометрах используют двойной изгиб кристаллов по форме сферы, тора и т.д. При этом лучи фокусируются дополнительно в сагитальной плоскости, то есть в плоскости, перпендикулярной кругу фокусировки. Сложная форма изгиба (одновременно и более трудно осуществимая) позволяет получать большую рабочую поверхность кристалла (дифракционную зону отражения). Увеличение интенсивности спектров обеспечивается лучшей фокусировкой монохроматического излучения. На рис. 5 изображены дифракционные зоны на поверхности изогнутого кристалла Si(111), полученные с помощью компьютерного моделирования. Видно, что при сферическом изгибе кристалла вертикальный размер (вдоль оси OZ) дифракционных зон больше, чем при изгибе по форме цилиндра. Кроме того, существенное увеличение площади дифракционной зоны происходит при уменьшении спектрального разрешения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Мишметт А.* Оптика мягкого рентгеновского излучения: Пер. с англ. М.: Мир, 1989. 352 с.
2. *Dabagov S.B., Kumakhov M.A., Nikitina S.V. et al.* Observation of Interference Effects at the Focus of an X-ray Lens // J. Synchrotron Rad. 1995. Vol. 2. P. 132–135.
3. *Шмаль Г., Рудольф Д.* Рентгеновская оптика и микроскопия: Пер. с англ. М.: Мир, 1987. 463 с.
4. *Блохин М.А.* Методы рентгеноспектральных исследований. М.: Изд-во физ.-мат. лит., 1959. 386 с.
5. *Bonnelle C., Mande C.*, Advances in X-ray Spectroscopy. Oxford; N. Y.: Pergamon Press, 1982. 423 p.
6. *Джеймс Р.* Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1950. 572 с.

Рецензент статьи Л.А. Асланов

* * *

Михаил Израилевич Мазурицкий, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики твердого тела Ростовского государственного университета. Область научных интересов – дифракционная рентгеновская оптика и спектроскопия, химическая связь в твердых телах. Автор более 50 научных статей.