

**EXAFS-SPECTROSCOPY:
A NEW TOOL FOR
ATOMIC STRUCTURE
DETERMINATION**

R. V. VEDRINSKII

It is described how local atomic order can be studied in a medium by means of an X-ray absorption spectra of a fine structure. This method provides new opportunities in the studying of the atomic structure of solids.

В статье описывается, как, обрабатывая тонкую структуру рентгеновских спектров поглощения атомов в веществе, можно исследовать ближнее окружение этих атомов и какие новые возможности изучения атомной структуры твердых тел открываются в связи с этим.

**EXAFS-СПЕКТРОСКОПИЯ –
НОВЫЙ МЕТОД СТРУКТУРНОГО
АНАЛИЗА**

Р. В. ВЕДРИНСКИЙ

Ростовский государственный университет, Ростов-на-Дону

ВВЕДЕНИЕ

Понимание свойств упорядоченных многоатомных систем – молекул и кристаллов – начинается с выяснения их атомной структуры, знание которой предполагает знание координат узловых точек, около которых колеблются атомы, и амплитуд колебаний атомов. Информацию об атомной структуре многоатомных систем получают методами структурного анализа, которые до недавнего времени основывались только на изучении процессов упругого рассеяния микрочастиц различной природы (рентгеновских фотонов, медленных нейтронов, электронов) исследуемыми кристаллами. Чтобы понять причину, по которой сведения об упругом рассеянии частиц позволяют судить об атомном строении вещества, надо учесть два факта. 1) Согласно квантовой механике, процесс упругого рассеяния микрочастиц с импульсом \mathbf{p} происходит по законам упругого рассеяния плоской волны с волновым вектором $k = \mathbf{p}/\hbar$, где \hbar – постоянная Планка. 2) Если размеры рассеивающего монокристалла столь малы, что затуханием и многократным рассеянием падающей волны можно пренебречь, амплитуда волны, рассеянной всем кристаллом в заданном направлении, равна сумме амплитуд волн, возникающих при рассеянии падающей волны каждым атомом. Поскольку атомные амплитуды рассеяния обычно хорошо известны, усредненная по времени интенсивность рассеянного излучения в заданном направлении однозначно и сравнительно просто определяется координатами узловых точек и амплитудами колебаний атомов. Таким образом, если исследуемый образец является монокристаллом достаточно малого размера, процесс взаимодействия с ним плоской волны подчиняется законам взаимодействия волны с трехмерной дифракционной решеткой. В отличие от одномерного и двумерного случаев при рассеянии монохроматической плоской волны трехмерной решеткой далеко не всегда возникают интенсивные дифракционные рефлексы. Они появляются, если для длины волны λ найдется такой угол рассеяния 2θ и такое расстояние между соседними атомными слоями в решетке d (межплоскостное расстояние), что выполняется закон Вульфа–Брэгга:

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

где n – целое число.

Поворачивая кристалл под пучком и исследуя для каждого его положения угловое распределение упруго рассеянного излучения, можно определить все значения межплоскостных расстояний в кристалле, большие $\lambda/2$, и для каждого значения d найти интенсивности дифракционных рефлексов. Зная достаточное число различных значений межплоскостных расстояний, легко восстановить параметры элементарной ячейки в кристалле. Сложнее определить координаты узловых точек в ячейке и амплитуды колебаний атомов. Они могут быть найдены путем нетривиальной математической обработки интенсивностей дифракционных рефлексов. Наибольшие трудности возникают при структурном анализе кристаллов, в которые входят сложные биоорганические молекулы (например, белки), содержащие тысячи атомов. В этих случаях нередко возникает несколько конкурирующих структурных моделей, приводящих к почти идентичным расчетным значениям интенсивностей дифракционных рефлексов.

Несмотря на отдельные трудности, традиционные методы структурного анализа являются высокоинформативными при исследовании атомной структуры идеальных кристаллов. Однако эти методы практически не позволяют исследовать атомную структуру дефектов в кристаллах или атомную структуру лишь частично упорядоченных систем, которые зачастую обладают практически ценными свойствами. Примером последних являются интеркалированные соединения, которые возникают при внедрении в межслоевые области слоистых кристаллов (в частности, графита) чужеродных атомов, которые чаще всего располагаются там неупорядоченным образом.

В середине 70-х годов был разработан принципиально новый метод структурного анализа, который хотя и уступает по информативности традиционным методам при исследовании идеальных кристаллов, но позволяет решать ряд структурных сокращений задач, недоступных этим методам. Новый метод, названный EXAFS-спектроскопией, основан на обработке протяженной тонкой структуры (Extended X-ray Absorption Fine Structure, сокращенно EXAFS), наблюдаемой в рентгеновских спектрах поглощения твердых тел или молекул. Ниже будут описаны физические основы, принципы обработки экспериментальных спектров и области эффективного применения новых структурных методов.

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ EXAFS-СПЕКТРОСКОПИИ

Наиболее распространенным методом получения рентгеновских спектров поглощения является съемка спектров “на прохождение” (рис. 1). Большинство авторов используют для проведения экспериментов синхротронное излучение (СИ), возникающее при ускорении релятивистских электронов

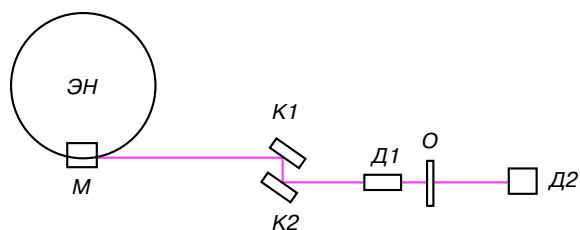


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для съемки рентгеновских спектров поглощения методом “на прохождение”. ЭН – электронный накопитель, М – поворотный магнит, ускорение электронов в котором вызывает появление синхротронного излучения; К1, К2 – кристаллы-анализаторы, выделяющие монохроматическую компоненту из сплошного спектра синхротронного излучения; Д1 – пролетный детектор, измеряющий начальную интенсивность пучка; О – исследуемый образец, Д2 – детектор, измеряющий интенсивность пучка после прохождения через образец. Пучок синхротронного излучения показан линией красного цвета.

в поле магнита, поворачивающего на малый угол пучок в электронном накопителе. Синхротронное излучение является жестким рентгеновским излучением непрерывного спектра, которое сосредоточено в узком телесном угле вокруг направления движения электронного пучка. Для выделения из непрерывного спектра СИ монохроматической компоненты используется монохроматор, состоящий из двух параллельных кристаллов. Излучение с длиной волны, удовлетворяющей условию Вульфа–Брэгга, отражается последовательно от обоих кристаллов и продолжает распространяться в том же направлении, что и первичный пучок. Совместным поворотом кристаллов обеспечивается непрерывное изменение частоты прошедшего излучения. Исследуемый образец изготавливают в виде однородной пленки с толщиной a , которую ориентируют перпендикулярно падающему пучку. Интенсивность I пучка, прошедшего через образец, связана с начальной интенсивностью I_0 стандартным соотношением

$$I = I_0 e^{-\mu a}, \quad (1)$$

где μ – коэффициент поглощения рентгеновского излучения.

Зная величины I , I_0 и a , из (1) легко определить коэффициент поглощения. Зависимость последнего от частоты излучения ω называется спектром поглощения.

Опишем главные черты спектров поглощения в рентгеновском диапазоне энергий фотонов (от 1 до 100 КэВ). Поглощение рентгеновских лучей в основном обусловлено процессами фотоионизации основных электронных оболочек атомов. Энергия фотоэлектрона подчиняется эйнштейновскому закону фотоэффекта:

$$\varepsilon = \hbar\omega - \varepsilon_i, \quad (2)$$

где ϵ_i — энергия ионизации атомной оболочки с номером i .

По мере увеличения частоты рентгеновского излучения становятся возможными процессы ионизации все более глубоких атомных оболочек, так что для любого номера атомной оболочки на шкале частоты есть точка $\omega_{th} = \epsilon_i/\hbar$, начиная с которой становится возможным процесс фотоионизации рассматриваемой оболочки. Эта точка называется порогом ионизации. При $\omega > \omega_{th}$ коэффициент поглощения резко возрастает, что объясняется дополнительным вкладом в поглощение от процессов фотоионизации оболочки i , которые были запрещены законом сохранения энергии (2) при $\omega < \omega_{th}$.

В интервале энергий фотонов протяженностью 20 – 40 эВ над порогом ионизации коэффициент поглощения испытывает быстрые и нерегулярные вариации, как это схематически показано на рисунке 2. Такие вариации называются тонкой околороговой структурой рентгеновских спектров поглощения. При удалении от порога амплитуда вариаций коэффициента поглощения убывает и функция $\mu(\omega)$ становится полностью монотонной на расстоянии порядка 1 КэВ от порога. Медленные осцилляции коэффициента поглощения с небольшой амплитудой, имеющие место в широкой

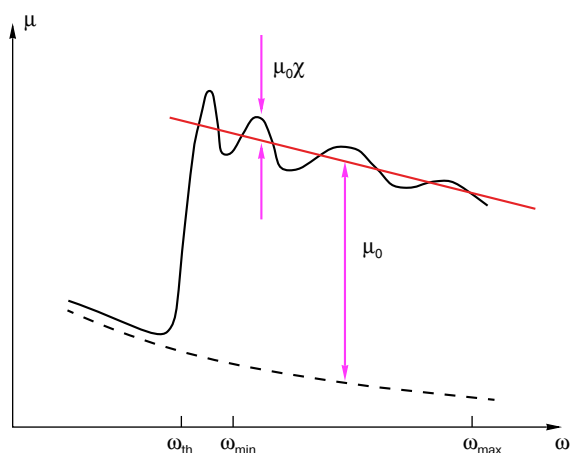


Рис. 2. Типичная зависимость коэффициента поглощения от частоты излучения вблизи порога ионизации остонового уровня атома в веществе. Сплошная линия соответствует полному коэффициенту поглощения. Штриховая линия соответствует вкладу в коэффициент поглощения от оболочек с меньшими, чем у рассматриваемой, энергиями ионизации. Красная линия соответствует коэффициенту поглощения, который имеет место в пренебрежении влиянием атомов, окружающих ионизируемый. μ_0 — Вклад в полный коэффициент поглощения от рассматриваемой атомной оболочки в случае свободного атома, $\mu_0\chi$ — осциллирующая составляющая вклада, обусловленная влиянием атомов окружения, ω_{th} — порог ионизации, ω_{min} , ω_{max} — границы частотного интервала, в котором наблюдаются EXAFS-осцилляции.

области изменения энергий фотонов на достаточном удалении от порога ионизации, называются EXAFS-спектром. Ясно, что как околороговая, так и протяженная тонкие структуры, наблюдаемые над порогом ионизации оболочки, обусловлены вкладом в полный коэффициент поглощения от процессов ионизации только этой оболочки. Задача разделения тонких структур, возникающих над порогами ионизации различных глубоких остоновых оболочек, не представляет труда, так как интервал энергий, где наблюдается эта структура, обычно заметно меньше расстояния между различными порогами ионизации глубоких оболочек, в качестве которых чаще всего используются $1s$ -оболочка для более легких атомов и $2p$ -оболочка для более тяжелых.

Рассмотрим механизмы формирования тонкой структуры над порогом ионизации $1s$ -оболочки. Чтобы понять физику фотоионизации, следует перейти от коэффициента поглощения, который является характеристикой взаимодействия излучения с веществом, к величине, которая характеризует элементарный акт фотоионизации отдельного атома. Такой величиной является вероятность фотоионизации в единицу времени под влиянием монохроматического рентгеновского излучения с единичной плотностью потока фотонов. Эта вероятность называется сечением фотоионизации и традиционно обозначается буквой σ .

Для того чтобы понять причину возникновения тонкой структуры в сечениях фотоионизации остоновых атомных оболочек и выяснить, как зависит эта структура от геометрии ближнего окружения ионизируемых атомов, необходимо обратиться к квантовой теории процесса. Опишем не вполне традиционный, но корректный [1] подход к теории процесса фотоионизации, в рамках которого наиболее ясным образом вскрывается механизм формирования тонкой структуры в спектрах поглощения. В его основе лежит представление о том, что на ионизируемый атом непрерывно падает плоская монохроматическая рентгеновская волна с частотой ω , под ее воздействием происходит ионизация рассматриваемой оболочки, которая становится источником фотоэлектронов с энергией ϵ , определяемой из (2). Как известно, распространение в среде электронов, принимающих участие только в процессах упругого рассеяния, подчиняется волновым законам, так что следует считать, что ионизируемая оболочка атома под влиянием возбуждающего излучения становится источником расходящейся электронной волны с волновым числом $k = \sqrt{(2m\epsilon)/\hbar^2}$. Вследствие того, что один поглотившийся фотон порождает один фотоэлектрон, полный поток электронной волны, расходящейся от ионизируемого центра, равен вероятности ионизации в единицу времени. Чтобы понять, почему ближнее окружение способно изменить сечение ионизации атома в веществе, надо принять во внимание следующие соображения.

Первичная расходящаяся электронная волна, возникающая на начальной атомной стадии процесса, поток которой равен сечению фотоионизации свободного атома, за счет отражения от окружения порождает вторичную волну, сходящуюся к ионизируемому центру. Рассеиваясь на нем, вторичная волна вызывает появление третичной, которая так же, как и первичная, является волной, расходящейся от этого центра. Ее интерференция с первичной волной в зависимости от их сдвига фаз увеличивает или уменьшает полный поток результирующей расходящейся волной. В EXAFS-области из-за больших величин энергий фотоэлектронов отраженная электронная волна формируется в основном за счет актов однократного обратного рассеяния электронов атомами, окружающими ионизируемый, и ее амплитуда равна сумме вкладов от каждого из атомов окружения. Вследствие этого в выражении для сечения фотоионизации член, обусловленный интерференцией первичной и третичной волн, который определяет осциллирующую составляющую рассматриваемого сечения, также является суммой вкладов от атомов окружения. Эти вклады уменьшают или увеличивают полный поток фотоэлектронов в зависимости от сдвигов фаз первичной и третичной волн:

$$\Delta\Phi_j = 2kR_j + \theta_j + 2\delta_j = 2kR_j + \psi_j, \quad (3)$$

где j – номер атома окружения, $2kR_j$ – “геометрическая” составляющая сдвига фаз, R_j – расстояние до атома j , коэффициент 2 учитывает, что электроны проходят участок от ионизируемого до рассеивающего атома дважды, θ_j – сдвиг фазы, возникающий при обратном рассеянии электронной волны атомом с номером j , $2\delta_j$ – сдвиг фазы между вторичной и третичной волнами, который обусловлен рассеянием вторичной волны ионизируемым атомом.

Математическое описание процесса приводит к следующему выражению для сечения фотоионизации в EXAFS-области, усредненному по всевозможным ориентациям ближнего окружения ионизируемого центра, что необходимо сделать в случае поликристалла или неупорядоченной совокупности молекул. Результат для случая упорядоченного поглотителя может быть получен без труда, но мы не приводим его, чтобы не загромождать изложение. Его можно найти в обзоре [1]:

$$\sigma_{1s} = \sigma_{1s}^{aT} [1 + \chi], \quad (4)$$

где σ_{1s}^{aT} – сечение фотоионизации $1s$ -оболочки свободного атома, являющаяся монотонной функцией ω , безразмерная функция $\chi(k)$ содержит всю информацию об осцилляциях сечения фотоионизации атомов в веществе и называется нормализованной EXAFS-функцией,

$$\chi(k) = - \sum_n \frac{|f_n| N_n}{k R_n^2} e^{-\frac{2R_n}{l}} F_{DW} \sin(2kR_n + \psi_n), \quad (5)$$

n – номер координационной сферы, атомы которой находятся на одинаковом расстоянии от ионизируемого центра, N_n – число атомов в сфере n (координационное число), $|f_n|$ – модуль амплитуды обратного рассеяния электронной волны атомами координационной сферы, l – длина свободного пробега электрона в среде (множитель $e^{-\frac{2R_n}{l}}$ учитывает уменьшение амплитуды отраженной электронной волны за счет процессов неупругого рассеяния фотоэлектронов в среде), F_{DW} – множитель, обусловленный вариациями межатомных расстояний, вызванными неупорядоченными относительными тепловыми смещениями соседних атомов, фаза ψ_n определена в (3), k – волновое число фотоэлектронной волны.

Многочисленные исследования показали, что полученные соотношения приводят к количественному согласию с экспериментом. Они являются основой для получения информации об атомной структуре вещества из экспериментальных EXAFS-спектров.

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ АТОМНОЙ СТРУКТУРЫ ВЕЩЕСТВА ПО EXAFS-СПЕКTRAM

Получение и обработка экспериментальных EXAFS-спектров с целью извлечения из них структурной информации производится следующим образом. Вначале выбирается атом, геометрию ближнего окружения которого предполагается исследовать, и снимается спектр поглощения как выше, так и ниже заданного $1s$ - или $2p$ -порога ионизации. Экстраполируя гладкую допороговую зависимость в запороговую область, выделяют вклад в коэффициент поглощения от исследуемой атомной оболочки (рис. 2). Учитывая, что согласно (5) осциллирующая функция зануляется при усреднении по нескольким соседним осцилляциям, проводят гладкую линию с тем расчетом, чтобы отклонения от нее коэффициента поглощения обращались в 0 при усреднении по близким осцилляциям. Если приближенно считать, что эта линия соответствует вкладу в коэффициент поглощения от свободного атома, легко найти безразмерную функцию $\chi(k)$. (Последняя процедура является несколько неоднозначной, но это не приводит к сколько-нибудь серьезным ошибкам.)

Чтобы понять, как производится дальнейшая обработка спектров, следует отметить, что величина $\chi(k)$ выражается через несколько величин, зависящих от волнового числа фотоэлектрона. Быстрее всего с изменением k изменяется геометрическая составляющая фазы отраженной волны $2kR_n$, зависимость прочих величин (ψ_n , $|f_n|$ и т.д.) от k слабее. Более того, зависимость функции ψ_n от k зачастую близка к линейной убывающей зависимости:

$$\psi_n(k) = \psi_n^{(0)} - \alpha_n k. \quad (6)$$

Таким образом, функция ψ_n является суперпозицией амплитудно-модулированных синусоид. Скорость изменения фазы каждой из них равна $2R_n - \alpha_n$ в шкале переменной k .

Как впервые было показано в [2], для выделения из полной функции $\chi(k)$ вкладов от отдельных синусоид (то есть от отдельных координационных сфер) разумно воспользоваться методами спектрального анализа и разложить функцию $\chi(k)$ в так называемый интеграл Фурье, модуль которого определяет вес, с которым отдельная синусоида входит в суммарную функцию $\chi(k)$.

На рисунке 3 в качестве примера показаны основные этапы обработки EXAFS-спектра над 1s-порогом в германии. На рисунке 3а представлена функция $k^3\chi(k)$, выделенная из экспериментального спектра. На рисунке 3б изображен модуль фурье-образа этой функции $|\varphi_3|$. Его максимумы отвечают координационным сферам, окружающим ионизируемый атом. По положению максимумов можно определить радиусы координационных сфер, если известны значения α_n . К счастью, как эти вели-

ны, так и сами фазовые функции ψ_n , а также модули амплитуд обратного рассеяния $|f_n|$ с хорошей точностью могут быть вычислены теоретически для свободного атома. Желая провести более точную обработку спектра, выделяют вклад в фурье-образ функции $k^3\chi(k)$ от одной координационной сферы, для чего фурье-образ умножают на “окошечную” функцию, которая равна 1 в окрестности рассматриваемого максимума и обращается в нуль при удалении от него (рис. 3б). После этого проводят обратное фурье-преобразование выделенного вклада и получают “отфильтрованный” вклад в функцию $\chi(k)$ от одной сферы. Результат такого преобразования для первой координационной сферы в германии, показан на рисунке 3в. Получив отфильтрованный вклад и зная расчетные значения фазовых и амплитудных функций, методами математической оптимизации находят радиус сферы, координационное число и амплитуды относительных колебаний атомов, которые определяют фактор F_{DW} в (5). Учитывая, что модуль амплитуды обратного рассеяния ведет себя, как функция k , заметно различным образом для легких и тяжелых атомов окружения, из EXAFS-спектра можно также грубо определить тип атомов окружения, если он неизвестен заранее. Чаще всего EXAFS-спектроскопия используется для определения структурных параметров первой координационной сферы. Ее радиус определяют с точностью порядка 10^{-3} нанометров, координационные числа и амплитуды относительных колебаний – с точностью порядка 20 – 30%.

ПРИЛОЖЕНИЯ EXAFS-СПЕКТРОСКОПИИ К ЗАДАЧАМ СТРУКТУРНОГО АНАЛИЗА

Из соотношений (4), (5) следует, что перечисленные в конце предыдущего раздела структурные параметры ближнего окружения атомов заданного типа могут быть получены как для кристаллических твердых тел, так и для не полностью упорядоченных или аморфных систем. Изменяя способ экспериментального получения спектров, можно по желанию получать их для атомов в объеме образца или для атомов, лежащих в приповерхностном слое. Сказанное определяет перечень структурных задач, которые могут быть решены методами EXAFS-спектроскопии. Так, эти методы широко используются для исследования структуры ближнего окружения тяжелых атомов, содержащихся в сложных биоорганических молекулах. Такие атомы обычно входят в состав активных центров молекул, как, например, железо в гемоглобине, и информация, получаемая из EXAFS-спектров, является ценной для понимания химических процессов в этих центрах.

Поскольку получение и обработка EXAFS-спектров являются не особенно сложным делом, не требующим приготовления образцов в кристаллическом состоянии, EXAFS-спектроскопия нашла широкое применение для получения первичной структурной

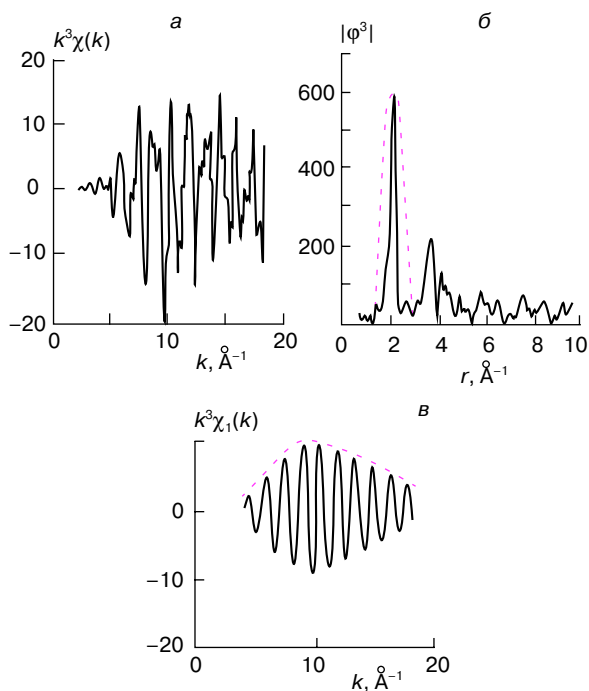


Рис. 3. Схема обработки экспериментального EXAFS-спектра над 1s-порогом ионизации в кристаллическом германии. а – Нормализованная EXAFS-функция $k^3\chi(k)$, выделенная из экспериментального спектра поглощения. б – $|\varphi_3|$ – Модуль фурье-образа функции $k^3\chi$. “Окошечная” функция показана красной пунктирной линией. в – $k^3\chi_1(k)$ – “Отфильтрованный” вклад в функцию $k^3\chi$ от первой координационной сферы.

информации о новых химических соединениях, в большом числе синтезируемых в различных лабораториях. EXAFS-спектры дают ценную для химиков информацию о длинах химической связи, координационных числах и типе атомов, окружающих исследуемый.

Методы EXAFS-спектроскопии используют для изучения геометрии ближнего окружения примесных атомов в кристаллах. Эти методы позволяют получать нетривиальную информацию об атомном строении частично упорядоченных твердотельных систем. К примеру, EXAFS-исследование ближнего окружения атомов железа и никеля, интеркалированных в межслоевые области графита, показало, что атомы железа располагаются в этих областях асимметрично, притягиваясь к одному из углеродных слоев, а атомы никеля располагаются примерно на равном расстоянии от ближайших углеродных слоев, объединяясь там в плотноупакованные плоские сетки [3]. Методами EXAFS-спектроскопии выполнен большой объем важных в прикладном отношении исследований атомного строения ультрамелкодисперсных каталитически активных частиц с размерами порядка нескольких нанометров, изучать которые традиционными методами крайне сложно.

За время, прошедшее с момента возникновения EXAFS-спектроскопии, опубликовано большое число работ, посвященных решению разнообразных задач физики твердого тела и физики поверхности. В этих работах, например, изучались геометрия ближнего окружения атомов в твердых растворах, местоположение и ориентация адсорбированных атомов и молекул на поверхности кристаллов, характер перераспределения атомов в кристаллах при так называемых суперионных фазовых переходах, в ходе которых одна из атомных подрешеток в кристалле испытывает сильное разупорядочение, подобное происходящему при плавлении, а другая подрешетка сохраняет нормальный кристаллический порядок. За последние годы вырос интерес к исследованиям реконструкции локальной атомной структуры кристаллов в ходе структурных фазовых переходов, связанных с перестройкой кристаллической решетки. Наибольшее внимание уделялось сегнетоэлектрическим фазовым переходам, при которых в кристалле возникает электрическая поляризация. По сей день нет полной ясности относительно того, как в ходе таких переходов реконструируется ближний атомный порядок в кристалле. Выполненные недавно EXAFS-исследования [4] показали,

что и при температурах, превышающих температуру перехода, в сегнетоэлектрических кристаллах, имеют место аномально большие по амплитуде динамические смещения катионов относительно анионов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

EXAFS-спектроскопия, сформировавшаяся как новый метод структурного анализа в середине 70-х годов, стала сейчас одним из традиционных методов исследования атомной структуры вещества, который дополняет традиционные методы, позволяя в ряде случаев получать такую информацию, которую трудно, а порой и невозможно получить с использованием последних. Физика рентгеновских спектров поглощения выделилась за последние годы в самостоятельную область науки. Проводимые исследования ориентированы как на решение конкретных структурных задач, так и на развитие новых методов. За последние годы предложены EXAFS-метод изучения магнитной структуры вещества и метод определения углов химической связи. Активно развиваются новые подходы к исследованию структуры вещества, основанные на обработке околопороговой тонкой структуры в рентгеновских спектрах поглощения, тонкой структуры в спектрах упруго и неупруго рассеянного рентгеновского излучения, а также в спектрах неупруго рассеянных быстрых электронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Боровский И.Б., Ведринский П.В., Крайзман В.Л., Сащенко В.П. // Успехи физических наук. 1986. Т. 149. С. 275.
2. Lytle F.W., Sayers D.E., Stern E.A. // Phys. Rev. Lett. 1971. V. 27. P. 1204.
3. Шуваев А.Т., Хельмер Б.Ю., Крайзман В.Л., Любезнова Т.А. и др., ДАН. 1987. Т. 297. С. 1433.
4. Yacoby Y., Rehav B., Sicron N., Stern E.A., Rehr J.J., Ravel B. // Physica B. 1995. V. 208/209. P. 259.

* * *

Ростислав Викторович Ведринский, доктор физико-математических наук, профессор кафедры теоретической и вычислительной физики Ростовского университета. Возглавляет отдел теоретической физики научно-исследовательского института физики РГУ. Основная тематика научной работы – теория тонкой структуры рентгеновских и электронных спектров. Автор двух монографий и более 200 других публикаций.