

СРАВНЕНИЕ ЧИСЛЕННОГО И АНАЛИТИЧЕСКОГО РАСЧЕТОВ ФУНКЦИИ РАЗРЕШЕНИЯ ПОРОШКОВОГО НЕЙТРОННОГО ДИФРАКТОМЕТРА

© 2023 г. К. А. Дрожжов^{1,*}, Ю. А. Кибалин², В. В. Тарнавич¹, И. В. Голосовский¹

¹Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова, НИЦ “Курчатовский институт”,
Гатчина, Ленинградская обл., Россия

²Laboratoire Léon Brillouin, CEA-CNRS, CE-Saclay, Gif-sur-Yvette, France

*E-mail: drozhzhov_ka@pnpi.nrcki.ru

Поступила в редакцию 19.12.2022 г.

После доработки 25.01.2023 г.

Принята к публикации 25.01.2023 г.

Для дифрактометра высокой светосилы, создаваемого для реактора ПИК (Гатчина), выполнены расчеты разрешения как численно, так и аналитически. Эти два подхода дали разные результаты. При численном расчете все траектории нейтронов ограничены геометрией оптических элементов. Поэтому дифракционный профиль имеет форму трапеции, что хорошо видно при больших углах дифракции. Аналитические формулы предполагают гауссовый профиль линии. Различие профилей приводит к различию кривых разрешения, рассчитанных численно и аналитически. Это различие особенно заметно для дифрактометров со средним и низким разрешением, оптимизированных на максимальную светосилу.

DOI: 10.31857/S0023476123600209, EDN: JSAMDN

ВВЕДЕНИЕ

Исследования в области физики твердого тела являются основой высоких технологий, без которых невозможно развитие современной промышленности. Такие исследования предполагают наличие соответствующей экспериментальной базы. В рамках решения этой важной задачи в Петербургском институте ядерной физики (НИЦ “Курчатовский институт”, ПИЯФ, Гатчина, Россия) ведутся работы по созданию приборной базы, в частности порошковых нейтронных дифрактометров для структурных исследований [1].

Функциональные возможности дифракционных приборов определяются прежде всего их основными параметрами: разрешением и светосилой, расчеты которых всегда предшествуют созданию конкретного прибора. Существуют два метода расчета разрешения и светосилы: численный (основанный на анализе виртуальных траекторий нейтронов от источника до детектора) и аналитический. Сегодня наиболее популярными для численных расчетов являются пакеты McStas и Vitess, тогда как аналитические расчеты обычно основаны на исходных формулах G. Caglioti [2], получивших дальнейшее развитие в [3–8].

В исследовании представлен сравнительный анализ профилей дифракционных рефлексов, полученных численным расчетом (McStas) и с по-

мощью аналитических формул Caglioti [2], который показывает различие результатов, что обусловлено спецификой численного расчета. Цель работы – показать, что численный метод не всегда дает адекватный результат и желательно сравнение результатов, полученных с использованием аналитических формул. В качестве исходных параметров использовали параметры нового порошкового дифрактометра D3, создаваемого для реактора ПИК в рамках государственной программы приборного оснащения.

Порошковый нейтронный дифрактометр D3 создается как прибор высокой светосилы и предназначен для структурных исследований [9]. Эксперименты, где необходима высокая интенсивность, можно разделить на две части. Во-первых, для которых нужна высокая скорость измерений – это эксперименты с временным разрешением, т.е. с возможно малым временем измерения. В частности, это исследования “*in-situ*” и “*in-operando*”, для которых важна скорость сбора данных, чтобы определить быстро исчезающих предшественников или посредников химических реакций. Быстрый сбор данных также необходим для исследований фазовых переходов, чтобы наблюдать эволюцию структуры при изменениях температуры, давления, магнитных и/или элект-

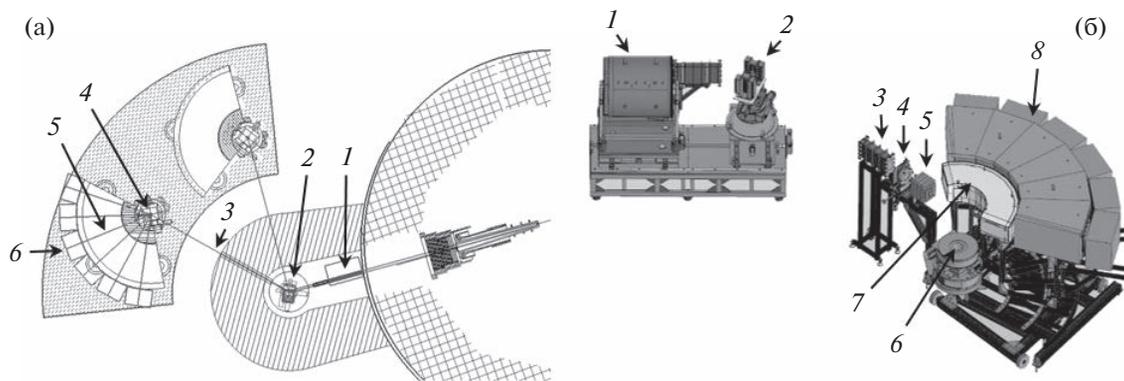


Рис. 1. Схема порошкового дифрактометра D3 на реакторе ПИК (а): 1 – “in-pile” коллиматор с расходимостью α_1 , 2 – КМ с мозаичностью η , 3 – угловая расходимость после КМ α_2 , 4 – образец, 5 – угловая расходимость перед детектором α_3 , 6 – регистрирующий элемент. 3D-изображение (б). Защита КМ не показана. 1 – “in-pile” коллиматор, 2 – сменный монохроматор (НОРG₀₀₂ и Ge₅₁₁), 3 – вакуумный кожух, 4 – диафрагма и монитор пучка, 5 – PG-фильтр, 6 – узел образца, 7 – радиальный осциллирующий коллиматор, 8 – позиционно-чувствительный детектор.

трических полей, т.е. при большом числе измерений в разных условиях на образце.

Вторая категория включает в себя эксперименты, когда доступно крайне малое количество образца (иногда не более 10 мг), а также количественный фазовый анализ, слабое магнитное рассеяние и водородсодержащие образцы. Многие соединения не могут быть синтезированы в достаточном количестве в однофазном состоянии, например соединения, которые получаются при высоком давлении. Другие примеры – это тонкие пленки, эксперименты с ячейками высокого давления, где можно исследовать лишь небольшой объем.

В этой же категории находятся эксперименты на наноструктурированных объектах, где количество материала, как правило, незначительно и дифракционные рефлексы из-за размерного эффекта сильно размыты, поэтому регистрируемый сигнал, особенно в случае дифракции нейтронов, очень слабый. Таким образом, измерения наноструктурированных объектов требуют светосильных дифрактометров и обычно возможны только на высокопоточных реакторах и синхротронных источниках.

Отметим, что дифракционные приборы являются наиболее востребованными для структурных исследований. Три порошковых дифрактометра: два высокой светосилы D1B [10] и D20 [11] и один дифрактометр высокого разрешения D2B [12] в Институте Лауэ–Ланжевена (ILL, Франция) обеспечивают более четверти всех проводимых экспериментов. Дифрактометры высокой светосилы эксплуатируются практически во всех нейтронных центрах, в частности дифрактометр HRPT (PSI, Швейцария) [13, 14] или дифрактометр WOMBAT (ANSTO, Австралия) [15, 16]. Основными аналогами дифрактометра D3 являются дифрактометры D20 и D1B (ILL).

ПОРОШКОВЫЙ ДИФРАКТОМЕТР ВЫСОКОЙ СВЕТОСИЛЫ D3 ДЛЯ РЕАКТОРА ПИК

Дифрактометр D3. На рис. 1 показаны схема и расположение порошкового дифрактометра D3 на канале ГЭК-9 реактора ПИК. Предусмотрены два угла кристалла-монохроматора (КМ) $2\theta_M$: 44.22° и 90° , которые соответствуют двум режимам работы. При угле монохроматора $2\theta_M = 44.22^\circ$ реализуется режим высокой светосилы (основной), тогда как режим работы с лучшим разрешением соответствует углу монохроматора $2\theta_M = 90^\circ$. Таким образом, дифрактометр может занимать две позиции относительно КМ.

Выбор угла монохроматора $2\theta_M = 44.22^\circ$ обусловлен двумя причинами. Во-первых, этот угол дифракции соответствует рабочей длине волны 2.52 \AA для пирографита, что делает возможным использование графитового фильтра [17]. Заметим, что дифракционный сигнал тем больше, чем больше длина волны. Во-вторых, основное назначение дифрактометра D3 – это исследование магнитного порядка. Поскольку при магнитном рассеянии интенсивность рассеяния с ростом угла дифракции (или переданного импульса) сильно падает из-за магнитного форм-фактора, то лучшее разрешение предпочтительно иметь на меньшем переданном импульсе. Поскольку минимум функции разрешения находится в области $2\theta_M$, отсюда и выбор угла монохроматора. Вторая позиция дифрактометра, с углом монохроматора 90° , является дополнительной и предназначена для структурных работ с лучшим разрешением.

В дальнейшем предполагается оснащение дифрактометра техникой поляризованных нейтронов, а именно, использовать недавно разработанный метод “поляризационного отношения” для по-

рошковой дифракции [18]. Это метод основан на измерении двух дифрактограмм для падающих нейтронов, поляризованных в двух противоположных направлениях относительно приложенного магнитного поля. В отличие от обычной дифракции нейтронов этот метод дает возможность измерить тензор локальной магнитной восприимчивости для каждого магнитного иона [19].

Этот подход широко используется в монокристаллах, однако для поликристаллов применялся редко, так как в этом случае дифракционный сигнал значительно меньше, чем для монокристаллов, особенно в наноструктурированных системах, где уширение дифракционных пиков еще больше уменьшает дифракционный сигнал. Такой метод можно использовать только на дифрактометрах с большой светосилой.

Рассеянные нейтроны на образце регистрируются большим позиционно-чувствительным детектором (ПЧД), который представляет собой сборку из 126 линейных позиционно-чувствительных счетчиков, собранных в шесть горизонтальных секций.

Для подавления паразитного рассеяния от криостата и фона зала перед детекторной сборкой установлен большой радиальный осциллирующий коллиматор с расходимостью 0.7° [20, 21] (рис. 1б).

Любые расчеты разрешения и светосилы дифрактометра предполагают знание основных параметров прибора, а именно угловой расходимости коллиматоров, установленных перед КМ, образцом и детектором, обозначаемых α_1 , α_2 , α_3 , и мозаичности КМ (η) (рис. 1а). Обычно расходимости α_1 , α_2 и α_3 определяются соответствующими соллеровскими коллиматорами. Однако на дифрактометрах высокой светосилы таких соллеровских коллиматоров перед счетчиками нет, поэтому параметр α_3 требует специального рассмотрения.

Разрешение позиционно-чувствительного детектора. Угловая расходимость пучка α_3 , регистрируемая детектором. Для дифрактометра D3 предполагается использовать линейные позиционно-чувствительные гелиевые счетчики, образующие большой ПЧД, который покрывает диапазон углов дифракции 0° – 120° . Счетчики собраны в шесть секций, каждая из которых включает в себя 21 счетчик, которые располагаются горизонтально друг над другом и обеспечивают вертикальную угловую апертуру $\sim 7^\circ$. Общий телесный угол 0.28 ср. Такая конструкция относительно дешевая по сравнению с пиксельным детектором и используется в ряде дифрактометров [22, 23].

Каждый счетчик представляет собой заполненную ^3He трубку, в центре которой располагается анод из никель-хромовой нити с высоким

сопротивлением. Сравнивая амплитуды сигнала на разных концах нити, можно определить положение электронного облака, возникающего при попадании нейтрона в счетчик, т.е. место захвата. В зависимости от типа счетчика (диаметр трубки, газовый состав, сопротивление анодной нити) линейное разрешение может составлять от 2.5 до 10 мм. Кроме этих факторов реальное разрешение сильно зависит от соотношения загрузки, времени и способа обработки сигнала электронной схемой.

Параметр α_3 , во многом определяющий разрешение дифрактометра, характеризуется двумя углами. Во-первых, углом, под которым каждая точка цилиндрического образца “видит” расстояние, соответствующее линейному разрешению счетчика (d), и, во-вторых, углом, под которым каждая точка счетчика “видит” образец (L) (рис. 2а). В этом случае угловая зависимость распределения интенсивности (пропускание) имеет форму трапеции (рис. 2в), параметры которой определяются величинами d , L и расстоянием R от образца до счетчика.

Однако поскольку образец обычно имеет цилиндрическую форму, дифрагирующий объем зависит от ширины пучка, который, в свою очередь, определяется углом рассеяния, диаметром образца D и линейным разрешением счетчика d (рис. 2б). Интегрирование по объему образца искажает трапецеидальный вид профиля и приводит к “колоколообразной функции” с меньшей шириной на половине высоты (рис. 2в). Поглощением в образце пренебрегаем, так как для нейтронного рассеяния этот фактор, как правило, не играет роли.

Например, при расстоянии между образцом и детектором 1.5 м, линейном разрешении счетчика 3 мм и при ширине образца L , равной 5 мм, угловая расходимость α_3 при “линейном образце” составляет $11.4'$, тогда как для реального случая с цилиндрическим образцом ($D = L$) – только $9.5'$ (рис. 2). Выполненные аналитические расчеты по Caglioti [2] при разных значениях параметра α_3 показывают, что меньшая угловая расходимость α_3 приводит к заметному изменению кривой разрешения (рис. 3).

В случае, когда образец полностью находится в пучке и диаметр образца меньше линейного разрешения детектора, то угловая расходимость полностью определяется линейным разрешением детектора и расстоянием d/R . Для расстояния образец–детектор 1.5 м и линейного разрешения счетчика 3 мм этот параметр равен $7'$, что близко к угловой расходимости соллеровских коллиматоров перед счетчиками, которые используются на дифрактометрах высокого разрешения.

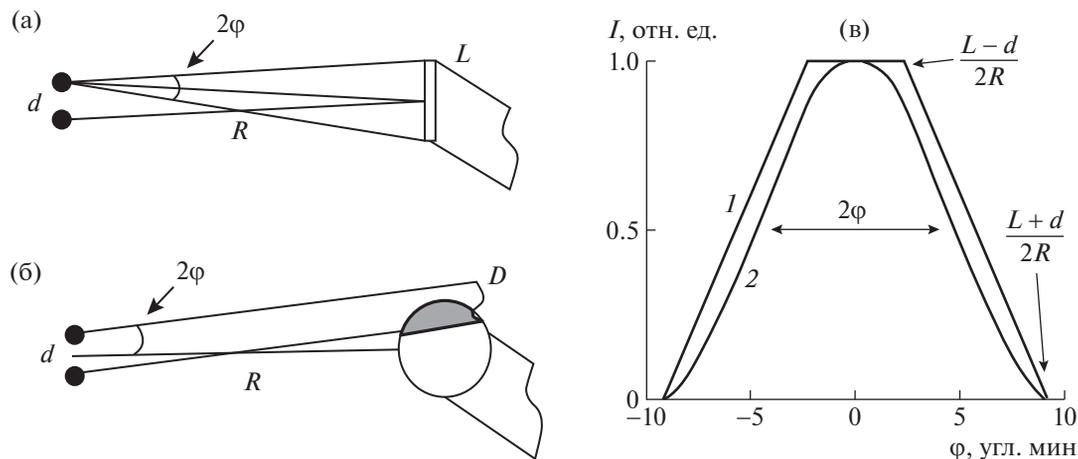


Рис. 2. Схема рассеяния для “линейного” (а) и цилиндрического образца (б). L – ширина “линейного” образца, D – диаметр цилиндрического образца, d – “линейное” разрешение счетчика, R – расстояние счетчик–образец. Профили пучка на детекторе (нормированные) (в): 1 – “линейный” образец, 2 – цилиндрический образец.

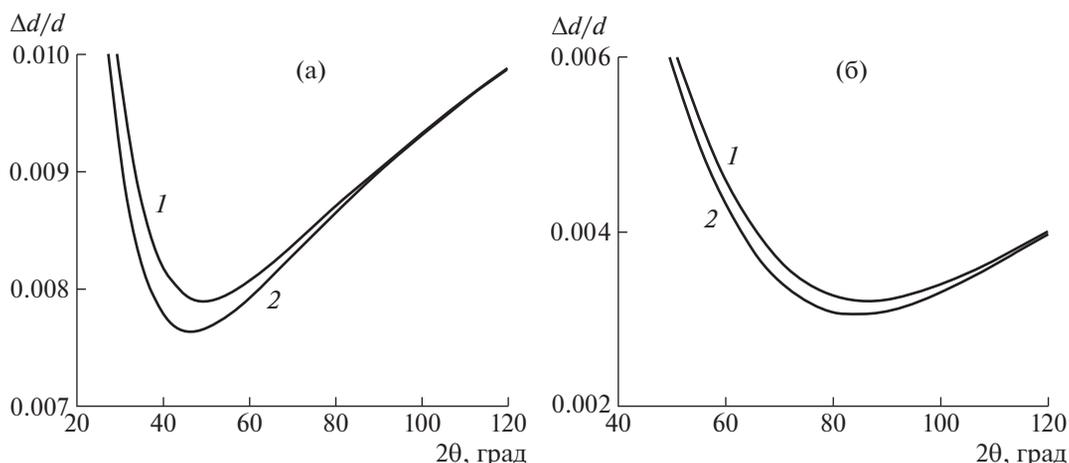


Рис. 3. Разрешение для “линейного” образца, $\alpha_3 = 11.7'$ (1), и цилиндрического образца, $\alpha_3 = 9.5'$ (2): а – режим $2\theta_M = 44.22^\circ$, б – режим $2\theta_M = 90^\circ$.

РАЗРЕШЕНИЕ ПОРОШКОВОГО ДИФРАКТОМЕТРА: MCSTAS ИЛИ CAGLIOTI

Оптимизация параметров порошкового дифрактометра. Точность физических параметров, полученных из дифракционных исследований, определяется двумя базовыми параметрами – инструментальным разрешением (**FWHM** – Full Width at Half Maximum), которое определяет ширину дифракционных рефлексов, и светосилой, определяющей интенсивность дифракционного сигнала. Задача выбора параметров коллиматоров и КМ, формирующих нейтронно-оптическую схему прибора, – это получение максимальной светосилы при наилучшем разрешении для конкретной физической задачи. Отметим, что само понятие оптимального соотношения достаточно условно [23].

Впервые аналитические зависимости разрешения и светосилы дифрактометра были получены в [2]. На основании этих формул оптимальный вы-

бор параметров предложен в [3]. Дифрактометр, оптимизированный по этому методу, обладает максимальной светосилой при фиксированном инструментальном разрешении FWHM_0 на выбранном угле дифракции $2\theta_0$.

Соответствующие оптимальные расходимости коллиматоров $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$, которым соответствует максимум светосилы, можно получить минимизацией. Условие максимума светосилы приводит к системе уравнений, решение которых методом Лагранжа [4], при фиксированных значениях $2\theta_0$, угла монохроматора $2\theta_M, \eta, \text{FWHM}_0$ дает значения величин $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$. Выбор мозаичности КМ η определяется другими факторами.

Для дифрактометров высокого разрешения при $2\theta_M \sim 120^\circ$ наилучшее разрешение получается при условии [6]:

$$\alpha_1 : \eta : \alpha_2 : \alpha_3 \approx 1 : 2 : 4 : 1, \quad 2\theta_M = 120^\circ.$$

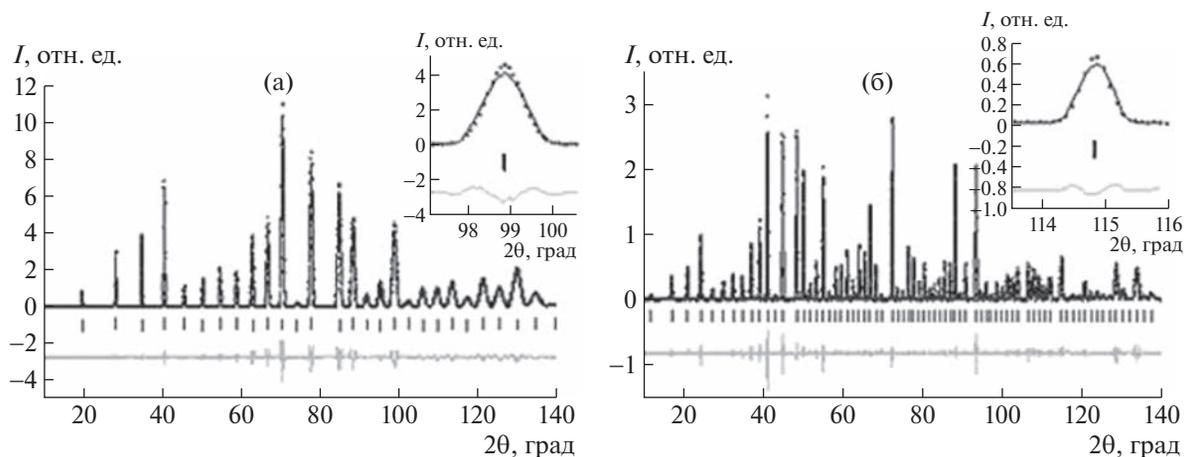


Рис. 4. Нейтронограммы образца “NAC” для углов КМ $2\theta_M = 44.22^\circ$ (длина волны $\lambda = 2.52 \text{ \AA}$) (а), режим $2\theta_M = 90^\circ$ (длина волны $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$) (б). На вставке показано отличие расчетного профиля от гауссовой линии.

В [8] было предложено использовать дополнительные условия, а именно, анализируя отношение инструментального разрешения (FWHM) к расстоянию между брэгговскими рефлексами для кубической решетки. При этом минимум дисперсионной кривой (наилучшее инструментальное разрешение) должен находиться в области, где расстояние между дифракционными рефлексами минимально, что соответствует большим углам дифракции. В соответствии с этим подходом оптимальные параметры дифрактометра определяются параметром элементарной ячейки исследуемого образца.

Отметим, что система уравнений, определяющих разрешение и светосилу, “переопределена” и не имеет однозначного решения. Поэтому все методы оптимизации используют те или иные дополнительные условия для получения оптимального решения.

Сравнение расчета разрешения для порошкового дифрактометра D3 численно (McStas) и по аналитическим формулам (Caglioti). Рассматриваемая задача возникла при создании нового порошкового дифрактометра для реактора ПИК, поскольку разрешение дифрактометра определяет функционал прибора. Для расчета разрешения, как правило, применяются аналитические формулы Caglioti [2]. Такой подход используется давно, хорошо апробирован, рассчитанные зависимости полностью соответствуют эксперименту. Однако в последнее время большое развитие получили численные расчеты параметров дифракционных приборов, в частности пакеты McStas, Vitess и другие. Такие численные расчеты разрешения обычно используются для оптимизации порошковых дифрактометров [8].

С целью сравнения двух подходов, численного и аналитического, был выполнен численный расчет разрешения дифрактометра с помощью паке-

та McStas для реперного образца $\text{Na}_2\text{Ca}_3\text{Al}_2\text{F}_{14}$ (известного как “NAC”) в цилиндрическом контейнере диаметром 5 мм и высотой 20 мм. Использовали следующие параметры дифрактометра: $2\theta_M = 44.22^\circ$ (HOPG₀₀₂) или 90° (Ge₅₁₁), $\alpha_1 = 20'$, $\alpha_2 = 24.7'$ (HOPG) или $45'$ (Ge), $\alpha_3 = 9.5'$ и $\eta = 30'$ (HOPG) или $20'$ (Ge). Параметр α_2 , угловая расходимость после КМ, был рассчитан исходя из ширины КМ и диаметра образца. Используемые параметры соответствуют параметрам дифрактометра D3.

На первом этапе с помощью пакета McStas были рассчитаны модельные нейтронограммы для реперного образца (рис. 4). Затем с помощью профильного анализа этих нейтронограмм (Full-Prof, matching mode), предполагая гауссову форму рефлекса, уточнены параметры инструментального разрешения U , V , W . По этим параметрам построены зависимости ширины рефлекса $\text{FWHM}(2\theta)$ и соответствующего разрешения $\Delta d/d(2\theta)$ (рис. 5). На этом же рисунке для сравнения показаны соответствующие зависимости $\text{FWHM}(2\theta)$ и разрешения $\Delta d/d(2\theta)$, рассчитанные по аналитическим формулам Caglioti [2]. Использованы те же исходные параметры α_1 , α_2 , α_3 , η и $2\theta_M$.

Из разностных кривых на рис. 4 (нижняя кривая) видно, что профили дифракционных рефлексов, рассчитанные численно, заметно отличаются от гауссиана. Как следствие, кривые разрешения, рассчитанные аналитически и численно (рис. 5), также заметно различаются, особенно на больших углах. Это ожидаемый результат, который обусловлен тем, что численный расчет предполагает ограничение траекторий нейтронов геометрическими границами оптических элементов, в частности коллиматоров и КМ. Данное базовое ограничение приводит к тому, что дифракционный профиль на

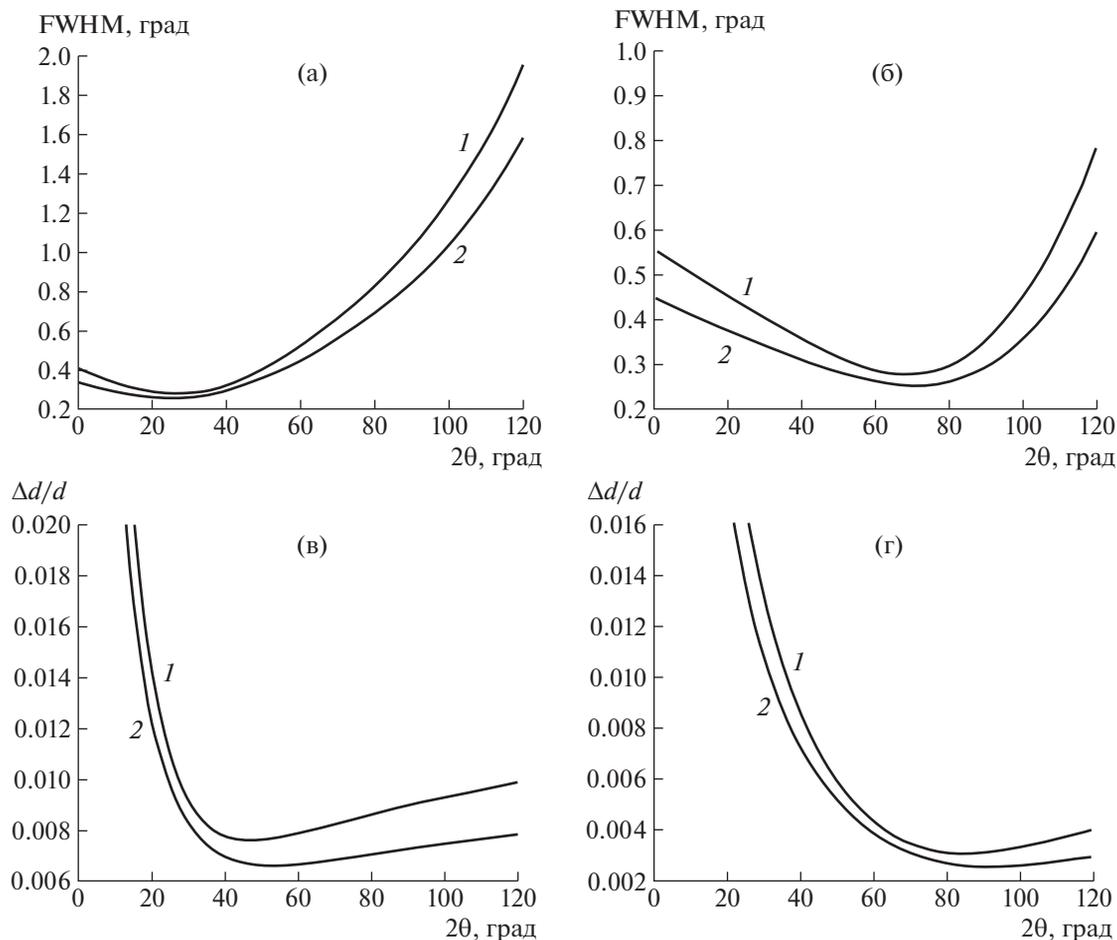


Рис. 5. Зависимости FWHM(2θ) и $\Delta d/d(2\theta)$ при угле монохроматора $2\theta_M = 44.22^\circ$ (а, в) и $2\theta_M = 90^\circ$ (б, г): 1 – аналитический расчет по Caglioti, 2 – численный расчет.

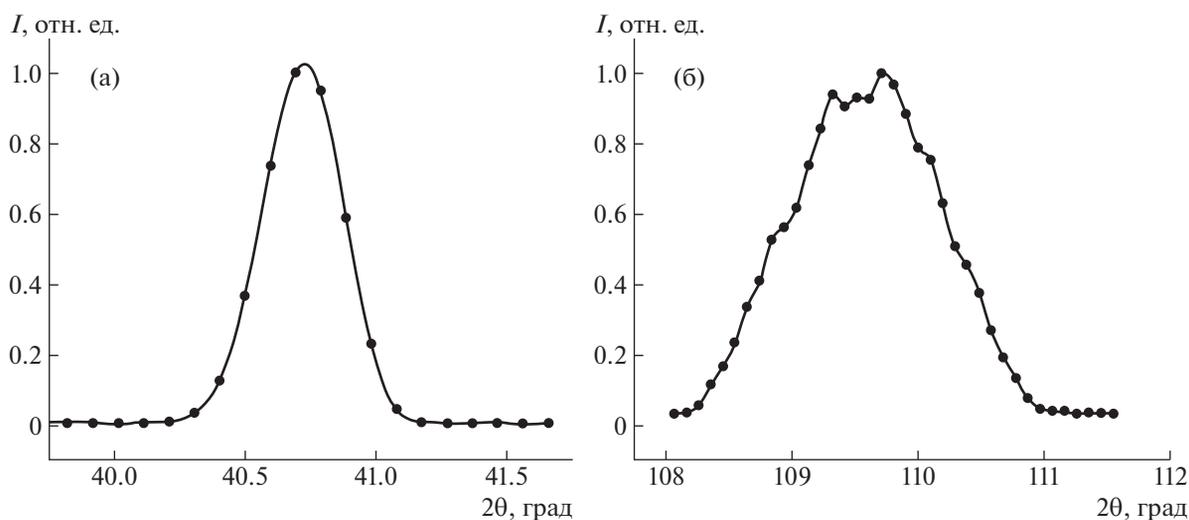


Рис. 6. Профили дифракционных рефлексов, рассчитанные численно для угла монохроматора $2\theta_M = 44.22^\circ$ и диаметра образца 5 мм: а – малые углы дифракции, рефлекс 220, б – рефлекс 622 на больших углах дифракции.

больших углах имеет форму трапеции (рис. 6). Поскольку профильный анализ предполагает гауссову форму дифракционного рефлекса,

разрешение, рассчитанное из уточнения нейтронограммы с искаженными профилями, не совпадает с аналитическим расчетом.

Дифракционный профиль в форме трапеции при численном расчете существует для всех углов, но наблюдается на больших углах дифракции, когда ширина дифракционного рефлекса большая. Поскольку разрешение порошкового дифрактометра на больших углах дифракции практически определяется расходимостью α_3 , обнаруженный эффект заметно проявляется только при больших значениях α_3 , т.е. при больших диаметрах образца.

Эффект существует при любом разрешении, но его величина определяется отношением FWHM к шагу измерений. Для дифрактометров высокого разрешения ширина дифракционного рефлекса на больших углах мала, поэтому отличие расчетного профиля от гауссовой формы очень мало, и искажения наблюдаются только при очень малом шаге измерений, меньше 0.05° . При большем шаге численный расчет будет давать практически такой же результат, что и аналитические формулы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При численном расчете из-за ограничений рассматриваемых траекторий геометрией оптических элементов дифракционный профиль имеет форму трапеции, что хорошо видно при больших углах дифракции. Это приводит к различию разрешения, рассчитанному численно и полученному из аналитических формул, которые предполагают гауссовый профиль. Это различие особенно заметно для дифрактометров со средним разрешением, оптимизированных на максимальную светосилу.

Гауссова форма пропускания оптических элементов является более адекватной реальному эксперименту, поскольку всегда есть небольшое, но конечное пропускание на краях, которое не учитывается при численном расчете. Поэтому трапециевидальная форма дифракционного рефлекса при численном расчете является приближением, и расчет по аналитическим формулам дает более точный результат.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 20-02-00109-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ковальчук М.В., Воронин В.В., Гаврилов С.В. и др. // Кристаллография. 2022. Т. 67. № 5. С. 785. <https://doi.org/10.31857/S0023476122050095>
2. Caglioti G., Paolioti A., Ricci F.P. // Nucl. Instrum. Methods. 1958. V. 3. P. 223. [https://doi.org/10.1016/0369-643X\(58\)90029-X](https://doi.org/10.1016/0369-643X(58)90029-X)
3. Popovici M. // Nucl. Instrum. Methods. 1965. V. 36. P. 179. [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(65\)90422-2](https://doi.org/10.1016/0029-554X(65)90422-2)
4. Архипов Г.И., Садовничий В.А., Чубариков В.Н. Лекции по математическому анализу. М.: Высшая школа, 1999. 695 с.
5. Cooper M.J., Nathans R. // Acta Cryst. 1967. V. 23 (3). P. 357. <https://doi.org/10.1107/S0365110X67002816>
6. Bobrovskii V.I., Zhdakhin I.L. // J. Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques 2007. V. 1 (4). P. 72. <https://doi.org/10.1134/S102745100704012X>
7. Hewat A.W. // Nucl. Instrum. Methods. 1975. V. 127. P. 361. [https://doi.org/10.1016/S0029-554X\(75\)80006-1](https://doi.org/10.1016/S0029-554X(75)80006-1)
8. Leo D. Cussen // Nucl. Instrum. Methods. 2016. V. 821. P. 122. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.03.052>
9. Балагуров А.М., Голосовский И.В., Курбаков А.И. и др. // Дифрактометры на реакторе ПИК для решения фундаментальных и прикладных задач. РНСИ-КС, устные доклады. 2014. С. 50.
10. Puente-Orench I., Clergeau J.F., Martínez S. et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2014. V. 549. P. 012003. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/549/1/012003>
11. Hansen T.C., Henry P.F., Fischer H.E. et al. // Meas. Sci. Technol. 2008. V. 19. P. 034001. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/19/3/034001>
12. Suard E., Hewat A. // Scientific Review: The Super-D2B project at the ILL. Neutron News, 2001. V. 12 (4). P. 30. <https://doi.org/10.1080/10448630108245006>
13. Fischer P., Frey G., Koch M. et al. // Physica B. 2000. V. 276–278. P. 146. [https://doi.org/10.1016/S0921-4526\(99\)01399-X](https://doi.org/10.1016/S0921-4526(99)01399-X)
14. Fischer P., Keller L., Schefer J. et al. // Neutron News. 2000. V. 11 (3). P. 19. <https://doi.org/10.1080/10448630008233743>
15. Avdeev M., Hester J.R., Peterson V.K. et al. // Neutron News. 2009. V. 20 (4). P. 29. <https://doi.org/10.1080/10448630903241100>
16. Studer A.J., Hagen M.E., Noakes T.J. // Physica B. 2006. V. 385–386. P. 1013. <https://doi.org/10.1016/j.physb.2006.05.323>
17. Loopstra B.O. // Nucl. Instrum. Methods. 1966. V. 44. P. 181. [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(66\)90149-2](https://doi.org/10.1016/0029-554X(66)90149-2)
18. Kibalin I.A., Gukasov A. // Phys. Rev. Res. 2019. № 1. 033100. <https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.1.033100>
19. Gukasov A., Brown P.J. // J. Phys.: Condens. Matter. 2010. V. 22. P. 502201. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/22/50/502201>
20. Wright A.F., Berneron M., Heathman S.P. // Nucl. Instrum. Methods. 1981. V. 180. P. 650. [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(81\)90113-0](https://doi.org/10.1016/0029-554X(81)90113-0)
21. Stone M.B., Niedziela J.L., Loguillo M.J. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. P. 085101. <https://doi.org/10.1063/1.4891302>
22. Wannberg A., Mellergard A., Zetterstrom P. et al. // Neutron Research. 1999. V. 8. P. 133. <https://doi.org/10.1080/10238169908200050>
23. Кибалин Ю.А., Голосовский И.В., Филимонов А.В. // Научно-технические ведомости СПбГПУ. 2008. Т. 56. С. 116. <https://elibrary.ru/item.asp?id=12802818>