УДК 535

Применение представлений волновой электронной оптики для описания процесса взаимодействия электронов с полем кристаллической решетки электронно-микроскопического объекта.

Часть II. Влияние направления в пространстве кристаллической решетки на характер функции пропускания

Т. А. Гришина, О. Д. Потапкин
ФГУДП НИИЭИО ГУП «НПО "Орион"», Москва, Россия

Б. Н. Васичев
Московский институт электроники и математики (Технический университет), Москва, Россия

Дан анализ выражений, описывающих функцию парциональной электронно-оптической прозрачности кристаллической решетки, определяемую через фурье-компоненты поля решетки, связанные с кристаллографическими плоскостями (hkl).

В первой части работы [1] выполнен сравнительный анализ способов описания разложения пространственно-трансляционной структуры объекта на периодические составляющие, применяемых в теориях дифракции и теории передаточных функций электронно-оптической системы просвечивающего электронного микроскопа.

С использованием результатов этого анализа выведено выражение электронно-оптической функции пропускания полем кристаллической решетки волнового поля электронного пучка (электронной волны). Эта функция представлена в виде экспоненты, в показателе которой стоит длина оптического пути (эйконал) в кристалле в направлении падения освещающей плоской электронной волны.

Этот же способ представления функции пропускания применен при получении соотношения, описывающего вклад фурье-составляющей поля кристаллической решетки, соответствующей семейству кристаллографических плоскостей с миллеровскими индексами (hkl) в электронно-оптическую функцию пропускания кристалла. Для получения набора фурье-составляющих поля кристаллической решетки выполнено фурье-преобразование пространственного распределения значений фазового сдвига, сообщаемого полем кристаллической решетки волновому фронту плоской электронной волны, проходящей через кристалл. Этот фазовый сдвиг принят равным разности электронно-оптических показателей преломления поля решетки и вакуума. Определены условия, при которых полученную фурье-составляющую поля кристаллической решетки можно представить в нормированном виде через экстинкционную длину.

Результирующее соотношение, которое описывает вклад фурье-составляющей поля кристаллической решетки, соответствующей семейству кристаллографических плоскостей с миллеровскими индексами (hkl), в функцию пропускания кристаллической решетки, получено в виде функции экстинкционной длины $\xi_{(hkl)}$ толщины кристалла t и вектора обратной решетки $\bar{g}_{(hkl)}$. Это соотношение представляет собой произведение двух компонент, пространственная периодичность которых характеризуется синусоидой и косинусоидой от одного и того же аргумента. Физический смысл этой пары компонент проанализирован в сопоставлении с парой соотношений, описывающих волновые функции Блоха. Сдвиг между синусоидальной и косинусоидальной компонентами функции пропускания предложено интерпретировать как ориентационное несовпадение двух дифракционных решеток.

Показано, что, оперируя понятием “функция пропускания”, можно описать воздействие фурье-составляющей поля кристаллической решетки, связанной с семейством кристаллографических плоскостей (hkl), на плоскую волну волнового поля электронного пучка как воздействие дифракционной решетки периода $d_{(hkl)}$ переменного характера воздействия. По отношению к электронам, входящим в кристалл параллельно плоскостям (hkl), это дифракционная решетка ведет себя как чисто амплитудная дифракционная решетка синусоидального профиля. По отношению к электронам, входящим в кристалл под брэгговским углом к плоскостям (hkl), эта дифракционная решетка ведет себя как чисто фазовая дифракционная решетка косинусоидального профиля.

Во второй части работы исследуется характер изменений функции пропускания, сопровождающих изменения направления входа в кристалл освещающей плоской волны.

Пространственно-ориентационные особенности модулирующего воздействия поля решетки на электронную волну

В первой части работы [1] получены соотношения, описывающие вклад в функцию пропускания кристаллической решетки фурье-составляющей первого порядка. Аналогичным образом парой дифракционных решеток: фазово-модулирующей косинусоидального профиля и амплитудно-модулирующей синусоидального профиля — можно аппроксимировать и любую из фурье-составляющих высших порядков, получаемых в результате разложения пространственной структуры кристаллической решетки и относящихся к конкретному трансляционному периоду $d_{(hkl)}$.

Об этом разложении в целом можно сказать, что пространственные ориентации всех амплитудно-модулирующих компонент совпадают между собой и занимают одно, общее для всех, направление в решетке. Это направление строго совпадает с направлением атомных плоскостей, характеризуемых периодом $d_{(hkl)}$.

Пространственные ориентации фазовых компонент не совпадают по направлению ни друг с другом, ни с направлением совокупной амплитудной компоненты. Направления фазовых компонент располагаются симметрично относительно направления совокупной амплитудной компоненты и занимают последовательность равноотстоящих друг от друга направлений, располагающихся двумя веерами, — последовательность брэгговских направлений для (hkl) и $(\bar{h}\bar{k}\bar{l})$, $(2h2k2l)$ и $(2\bar{h}2\bar{k}2\bar{l})$, $(3h3k3l)$ и $(3\bar{h}3\bar{k}3\bar{l})$, $(4h4k4l)$ и $(4\bar{h}4\bar{k}4\bar{l})$...

Для перечисленных дискретных направлений, и только для них, функция пропускания кристалла описывается соотношениями типа выражений (9) и (10) (см. часть I). Для произвольно выбранного направления в кристаллической решетке вклад фазово-модулирующей и амплитудно-модулирующей компонент периодической составляющей $F_{(nhnknl)}$ поля решетки в функцию пропускания кристалла для электронов описывается соотношениями, полученными в [2]:

$$F_{(nhnknl)\,\text{ф.м}} = \exp\{iA_{(nhnknl)\,\text{ф.м}} \cos[2\pi\bar{g}_{(nhnknl)}\bar{r}]\}; \tag{1}$$

$$F_{(nhnknl)\text{ф.м}} = \exp\{-A_{(nhnknl)\text{а.м}} \sin[2\pi\bar{g}_{(nhnknl)}\bar{r}]\}, \tag{2}$$

где $A_{(nhnknl)}$ — амплитудный множитель соответствующей дифракционной решетки, который для произвольного направления в пространстве решетки описывается выражением

$$A_{(nhnknl)} = \frac{\sin[\pi\bar{S}_{(nhnknl)}\bar{t}]}{S_{(nhnknl)}\xi_{(nhnknl)}}, \tag{3}$$

где $\bar{S}_{(nhnknl)}$ — параметр отклонения, который характеризует направление входа освещающего пучка электронов в кристалл. Он описывается выражением

$$\bar{S}_{(nhnknl)} = \bar{g}_{(nhnknl)} \sin\delta\theta,$$

где $\delta\theta$ — угловое отклонение освещающего пучка электронов.

Для $A_{(nhnknl)\text{ф. м}}$ угол $\delta\theta$ отсчитывают от строгого брэгговского направления n-го порядка для плоскостей с миллеровскими индексами (hkl), для $A_{(nhnknl)\text{а. м}}$ — от направления, параллельного плоскостям (hkl).

При этом для одного и того же направления в кристаллической решетке $A_{(nhnknl)\text{ф. м}} \neq A_{(nhnknl)\text{а.м}}$, поскольку при определении $\vec{S}_{(nhnknl)\text{ф.м}}$ и $\vec{S}_{(nhnknl)\text{а.м}}$ угловые отклонения $\delta\theta$ отсчитывают от разных направлений. Легко убедиться, что при $\vec{S}_{(nhnknl)} = 0$ $A_{(nhnknl)\text{а.м}} = \dfrac{\pi t}{\xi_{(nhnknl)}}$, и соотношения (1) и (2) преобразуются в формулы (9) и (10) из [1].

Амплитудно-фазовый дуализм дифракционного взаимодействия

Одна из главных отличительных особенностей излагаемой здесь альтернативной аппроксимации теории дифракции связана с трактовкой амплитудно-фазового дуализма в модулирующем воздействии поля кристаллической решетки на электронную волну. Воздействие фурье-составляющей n-го порядка на электроны, входящие в кристалл в направлении θ_0, представлено с помощью уравнений (1)—(2) как сочетание амплитудно-модулирующего и фазово-модулирующего.

Амплитудно-модулирующее воздействие рассматриваемой фурье-составляющей сосредоточено в диапазоне направлений $0 \leq \theta_0 \leq \theta_{\text{Бр.}(nhnknl)}$, а фазово-модулирующее воздействие преобладает при $0 \geq \theta_{\text{Бр.}\,(nhnknl)}$.

За нулевое направление, от которого проводится отсчет величины θ_0, принято направление, параллельное плоскостям с индексами (hkl), $\theta_{\text{Бр.}\,(nhnknl)}$ — брэгговское направление n-го порядка для (hkl). И всюду в пределах рассматриваемого диапазона направлений амплитудно-модулирующая и фазово-модулирующая компоненты фурье-составляющей $F_{(nhnknl)}$ функции пропускания действуют на электронную волну, соответственно, как амплитудная дифракционная решетка синусоидального профиля и фазовая дифракционная решетка косинусоидального профиля.

Амплитудные множители этих дифракционных решеток, определяемые выражением (3), на протяжении указанного диапазона направлений меняют в широких пределах не только свою величину, но и характер своего изменения по мере проникновения электронов в глубину кристалла. Амплитудно-модулирующее воздействие в максимальной степени проявляется в направлении, параллельном плоскостям (hkl), и, убывая по мере удаления от этого направления, полностью исчезает по достижении брэгговского направления n-го порядка для плоскостей (hkl). Фазово-модулирующее воздействие полностью отсутствует в направлении, параллельном плоскостям (hkl), и в максимальной степени проявляется в брэгговском направлении n-го порядка для (hkl).

Направления $\theta_0 = 0$ и $\theta_0 = \theta_{\text{Бр.}\,(nhnknl)}$ являются для рассматриваемой фурье-составляющей поля решетки главными. В этих направлениях воздействие фурье-составляющей на электронную волну проявляет экстремальный характер:

перестает быть смешанным и становится либо чисто амплитудным, либо чисто фазовым;

амплитудный множитель (3) соответствующей дифракционной решетки в единственном главном для нее направлении (при $\vec{S} = 0$) становится линейной функцией пройденной толщины кристалла, и его величина может возрастать неограниченно.

Вне своего единственного главного направления амплитудный множитель (3) ведет себя как периодическая функция толщины t, и его величина не может превысить некоторого предельного значения.

Оптимизация описания разложения пространственной структуры и способы ее реализации

При любом способе описания разложения пространственной структуры, по-видимому, оптимальным и исчерпывающим можно считать только такое разложение, когда каждая периодическая составляющая участвует в возбуждении на дифракционной картине только одного рефлекса.

Оптимизацию описания разложения как в теории передаточных функций [3], так и в теории дифракции (метод "физической оптики" [4]) обеспечивают с помощью одного и того же приема: ограничиваются рассмотрением только слабо рассеивающих объектов, у которых для каждой периодической составляющей в функции пропускания можно экспоненту типа (1)—(2) заменить двумя первыми членами степенного ряда и преобразовать к решеткам Габора и Цернике из [1]. Чтобы такую замену осуществить, для экспонент в выражениях (1) и (2) должно выполняться условие

$$A_{(nhnknl)} << 1. \qquad (4)$$

В работе [5] показано, что для функции пропускания типа (1) и (2) возможен альтернативный способ оптимизации. В показателях экспонент в (1) и (2) стоят синусы и косинусы, и такую экспоненту легко преобразовать в совокупность компонент, каждая из которых характеризуется только одним пространственным периодом и участвует в возбуждении только пары рефлексов ($\pm$ n-го порядка) на дифракционной картине. Для этого достаточно разложить экспоненту в (1) или (2) в степенной ряд, а члены степенного ряда перегруппировать, преобразовав степенные ряды в ряды по косинусам и синусам кратных аргументов. В результате выполнения этих операций периодические составляющие $F_{(nhnknl)\text{ф. м}}$ и $F_{(nhnknl)\text{а.м}}$ преобразуются к видам:

$$F_{(nhnknl)\text{ф.м}} = \sum_{j=0}^{\infty} (-1)^j B_j \cos\left[2\pi j \bar{g}_{(nhnknl)} \bar{r}\right]; \qquad (1')$$

$$F_{(nhnknl)\text{ф.м}} = \sum_{j=0}^{\infty} (-1)^j \left\{C_j \sin\left[2\pi(2j+1)\bar{g}_{(nhnknl)}\bar{r}\right] + D_j \cos\left[4\pi j \bar{g}_{(nhnknl)}\bar{r}\right]\right\}, \qquad (2')$$

где

$$B_j = \sum_{m=0}^{j} \frac{2}{(j+m)!\,m!}\left[\frac{A_{(nhnknl)\text{ф.м}}}{2}\right]^{j+2m};$$

$$C_j = \sum_{m=0}^{2j} \frac{2}{(2j+m+1)!\,m!}\left[\frac{A_{(nhnknl)\text{а.м}}}{2}\right]^{2(j+m)+1};$$

$$D_j = \sum_{m=0}^{2j} \frac{2}{(2j+m)!\,m!}\left[\frac{A_{(nhnknl)\text{а.м}}}{2}\right]^{2(j+m)}.$$

Процесс разложения соотношений (1) и (2) можно выполнить и модифицированным способом, в частности, разработана и осуществлена процедура представления функции пропускания (1) в виде суперпозиции рэлеевских решеток. Процедура включает в себя разложение экспоненты в степенной ряд и использование формулы Эйлера. В результате этой процедуры соотношение (1), описывающее функцию пропускания фазово-модулирующей компоненты, для фурье-составляющей 1-го порядка поля кристаллической решетки приобретает вид

$$F_{(hkl)\text{ф.м}} = \exp iA_{(hkl)\text{ф.м}} \cos\left[2\pi\bar{g}_{(hkl)}\bar{r}\right] = \\ = \sum_{s=0}^{\infty} i^s J_s\left[A_{(hkl)\text{ф.м}}\right]\exp\left[2\pi s i\bar{g}_{(hkl)}\bar{r}\right]. \tag{1''}$$

Вклад фазово-модулирующей компоненты фурье-составляющей $F_{(hkl)}$ поля решетки в функцию пропускания кристалла для электронов представлен в (1″) в виде бесконечной суперпозиции решеток Рэлея, характеризуемых кратными пространственными частотами (дробными периодами) и ориентированных в пространстве параллельно друг другу.

Амплитудные множители этих решеток Рэлея соотносятся между собой как функции Бесселя первого рода. Порядок функции Бесселя равен порядковому номеру s, определяющему положение решетки Рэлея в суперпозиции.

Соотношения (1′), (2′) и (1″) можно рассматривать как вторую ступень разложения пространственной структуры периодического поля кристаллической решетки (первой ступенью считаем разложение трехмерной пространственной структуры в ряд Фурье и разделение каждой полученной одномерной фурье-составляющей $F_{(hkl)}$ на амплитудно-модулирующую $F_{(hkl)\text{а.м}}$ и фазово-модулирующую $F_{(hkl)\text{ф.м}}$ компоненты). Вторая ступень разложения (1″) соответствует повторному выполнению операции фурье-преобразования применительно к каждой одномерной компоненте $F_{(hkl)\text{ф.м}}$, полученной в результате выполнения первой ступени разложения. Вторая ступень обеспечивает предельно возможную степень разложения пространственной структуры. Последняя оказывается разложенной на такие периодические составляющие, каждая из которых в процессе взаимодействия электронной волны с полем кристаллической решетки способна принимать участие в возбуждении на дифракционной картине только одного дифракционного рефлекса.

Разложение 2-го порядка как причина вырождения узлов кратного порядка в обратной решетке

В результате выполненных преобразований каждая периодическая составляющая $F_{(nhnknl)\text{ф. м}}$ и $F_{(nhnknl)\text{а.м}}$ представлена в виде суперпозиции периодических компонент, характеризуемых кратными пространственными частотами и ориентированных в пространстве параллельно друг другу. Каждая компонента в этой суперпозиции представляет собой решетку Рэлея [6].

Взаимодействие плоской волны с каждой отдельно взятой решеткой Рэлея должно приводить к возбуждению на дифракционной картине только одного рефлекса — рефлекса 1-го порядка, а вся совокупность компонент, стоящих под знаком суммы в (1′), (1″) и (2′) возбуждает на дифракционной картине бесконечную последовательность (систематический ряд) рефлексов.

Совокупность (1′), (1″) и (2′) компонент, получаемых преобразованием экспонент в (1) или (2) в ряды по косинусам и синусам кратного аргумента или по решеткам Рэлея, целесообразно обозначить как разложение 2-го порядка. Разложением 1-го порядка можно считать совокупность периодических составляющих (1) и (2), получаемых фурье-преобразованием трехмерной пространственной структуры на одномерные фурье-составляющие и разделением каждой одномерной фурье-составляющей на фазово- и амплитудно-модулирующие части.

Разложение 2-го порядка выявляет существенную информацию о свойствах амплитуды дифрагированной электронной волны. Эта информация неизбежно утрачивается при использовании аппроксимации слабо рассеивающего объекта, определяемой условием (5). Ее, например, нельзя восстановить, получая результирующее значение амплитуды дифракции, на основе амплитуд дифракции, найденных путем применения кинематической аппроксимации для тонких (0,3—0,5 нм) слоев, на которые производится разбиение кристалла при расчете методом "физической оптики" [4].

Информация эта состоит в том, что разложению 2-го порядка неизбежно должны сопутствовать вырождения в спектре кратных пространственных частот. Причина вырождений в том, что любая фурье-составляющая поля решетки, описываемая (1) или (2), ответственна за возбуждение на дифракционной картине не одного рефлекса, а целого ряда, характеризуемых кратными пространственными частотами.

Поэтому j-й член в разложении n-й фурье-составляющей по косинусам (синусам) кратных аргументов или по решеткам Рэлея и n-й член в разложении j-й фурье-составляющей по косинусам (синусам) кратных аргументов или по решеткам Рэлея будут характеризоваться одинаковыми пространственными частотами

$$j\left|\vec{g}_{(nhnknl)}\right| = n\left|\vec{g}_{(jhjkjl)}\right|.$$

В представлениях реального пространства вырождение пространственной частоты означает, что в разложении одного и того же трансляционного периода реальной решетки одновременно присутствует несколько различным образом ориентированных и характеризуемых разными значениями экстинционной длины периодических компонент, которые характеризуются пространственной частотой одинаковой величины, а потому принимают участие в возбуждении одного и того же рефлекса на дифракционной картине. В представлениях обратной решетки существование вырождений кратных пространственных частот означает, что каждый узел кратного порядка в ней неизбежно должен быть вырожденным. Возникновение его обусловлено взаимодействием освещающей плоской волны не с одной фурье-составляющей, а с несколькими одновременно.

В максимальной степени разложения 2-го порядка должно проявляться, когда $A_{(nhnknl)}$ в (1) и (2) способны принимать большие значения. Это имеет место при падении освещающего пучка электронов в брэгговском направлении (для фазово-модулирующих компонент) или параллельно атомным плоскостям кристаллической решетки (для амплитудно-модулирующих компонент).

Соотношения (1′), (1″) и (2′) не только выявляют существование разложения 2-го порядка и вырожденного характера узлов кратного порядка в обратной решетке, но обеспечивают предпосылки для количественной оценки степени влияния этих факторов на характер распределения интенсивности на дифракционной картине и на электронно-микроскопическом изображении.

Взаимное ориентационное расположение периодических составляющих и его влияние на характер взаимодействия электронов с полем кристаллической решетки

Анализ, выполненный в [6], показывает, что воздействие решетки Рэлея на плоскую волну, падающую на нее нормально, должно приводить к изменению направления распространения плоской волны на угол θ, удовлетворяющий условию

$$\sin\theta = \lambda/d\,,$$

где d — период решетки Рэлея; λ — длина волны.

На дифракционной картине, возникающей в результате взаимодействия плоской волны с этим объектом, присутствует единственный рефлекс — рефлекс 1-го порядка. Рефлекс 0-го порядка и рефлексы высших порядков на ней отсутствуют. Другими словами, дифракционное взаимодействие плоской волны с отдельно взятой рэлеевской решеткой — это акт однократного и необратимого "перекачивания" волновой функции в дифракционный рефлекс 1-го порядка. Именно так и действует на электронную волну каждая из периодических компонент, стоящих под знаком суммы в (1″). Каждое косинусоидальное (или синусоидальное) распределение функции пропускания, стоящее под знаком суммы в (1′) и (2′), становится причиной возбуждения на картине дифракции пары рефлексов — рефлексов ± 1-го порядка [6].

Однако в трехмерном поле реальной кристаллической решетки синусоидальные и косинусоидальные, амплитудно- и фазово-модулирующие периодические составляющие присутствуют в сложном и неразделимом ориентационном сочетании, описанном выше. Своеобразие этого сочетания составляет причину различий в характере воздействия на электронную волну со стороны амплитудно- и фазово-модулирующих компонент.

Говоря об амплитудно-модулирующем воздействии поля кристаллической решетки на электроны, по-видимому, не следует предствлять его как исчезновение электронов в результате поглощения их решеткой в буквальном смысле этого слова. Но есть основания, чтобы представить амплитудно-модулирующее воздействие как однократный и необратимый акт полного "перекачивания" плоской электронной волны, падающей на кристалл в направлении, строго параллельном плоскостям (hkl), и испытавшей взаимодействие с компонентой $F_{(nhnknl)\text{а.м}}$ периода

$$d_{(nhnknl)} = d_{(hkl)}/n$$

в единственный дифракционный рефлекс — в плоскую электронную волну, движущуюся под углом θ к первоначальному направлению, где θ определяется условием

$$\sin\theta = n\lambda/d_{(hkl)}\,, \qquad (5)$$

где λ — длина волны де Бройля.

Основания для такого представления дают особенности взаимного пространственного расположения амплитудно- и фазово-модулирующих компонент.

Во-первых, отклонившись на угол, определяемый условием (5), электроны неизбежно покидают диапазон направлений, где действуют амплитудно-модулирующие компоненты, и движутся в брэгговском направлении $2n$-го порядка, т. е. в направлении, где действует фазово-модулирующая компонента $F_{(2nh2nk2nl)\text{а.м}}$.

Во-вторых, не существует периодических составляющих, принадлежащих спектру пространственных частот, порожденному разложением трансляционного периода $d_{(hkl)}$ реальной решетки, взаимодействие с которыми могло бы вернуть отклоненные электроны на первоначальное направление, параллельное плоскостям (hkl).

Сочетание этих двух факторов превращает взаимодействие электронной волны с амплитудно-модулирующей компонентой поля решетки в однократный и необратимый акт, на результат которого необратимо накладывается последующее взаимодействие с фазово-модулирующими компонентами.

Совсем не так происходит взаимодействие электронов с фазово-модулирующими компонентами поля решетки. Электрон, испытавший в результате дифракционного взаимодействия с компонентой $F_{(nhnknl)\text{ф. м}}$ отклонение от первоначального направления на угол, определяемый (5), неизбежно оказывается в диапазоне направлений, где действует компонента $F_{(n\bar{h}n\bar{k}n\bar{l})\text{ф. м}}$ и испытав отклонение в результате дифракционного взаимодействия с ней, неизбежно вновь попадает в диапазон направлений, где действует компонента $F_{(nhnknl)\text{ф. м}}$, и т. д.

Таким образом, взаимодействие с амплитудно-модулирующими компонентами всегда однократное, но результат этого взаимодействия не может быть зарегистрирован в чистом виде. Взаимодействие с фазово-модулирующими компонентами всегда многократное, зато может осуществляться без всякого участия амплитудно-модулирующих компонент.

Отсюда можно заключить, что поиск количественного теоретического описания процесса взаимодействия электронной волны с амплитудно-модулирующими компонентами утрачивает смысл из-за отсутствия возможности сопоставления теоретических оценок с экспериментальными данными. Поэтому теоретическое описание процесса и результатов отклоняющего воздействия поля кристаллической решетки на электроны сводится к решению задачи об отклоняющем воздействии на электронную волну фазовой косинусоидальной решетки $F_{(nhnknl)\text{ф. м}}$ с функцией пропускания (1′), (1′) или (1″).

Форма, в которой соотношения (1′), (1′) и (1″) представляют функцию пропускания, позволяет при решении этой задачи избежать применения принципа Гюйгенса в численной форме и получить распределение электронов по углам дифракции в аналитическом виде с помощью дифракционного интеграла Кирхгофа [7].

Заключение

1. Проанализирован вклад фурье-компоненты поля кристаллической решетки в функцию пропускания кристалла для произвольно выбранного направления освещающей плоской волны. В процессе получения выражений, описывающих функцию пропускания, широко применялись понятия и методы, используемые в волновой теоретической оптике и теории формирования контраста изображения (такие как длина оптического пути, дифракционная решетка Рэлея, фазовая дифракционная решетка и т. д.). Однако в самих этих выражениях фигурируют только понятия "символы" и "параметры", которые применяются и во всех других аппроксимациях теории дифракции (такие как миллеровские индексы, экстинкционная длина, параметр отклонения и т. д.).

2. Проанализирована проблема оптимизации разложения пространственной структуры для сильно рассеивающего объекта. Показано, что в случае дифракции электронной волны на кристаллической решетке описание процесса разложения пространственно-трансляционной структуры кристалла нецелесообразно останавливать на этапе фурье-преобразования трехмерной структуры, поскольку каждая получаемая на этом этапе одномерная фурье-компонента поля решетки сама способна вести себя по отношению к электронам как сильно рассеивающий объект и одновременно участвовать в возбуждении нескольких разных рефлексов на картине дифракции.

3. Процедуру разложения пространственной структурах поля решетки следует продолжить, подвергнуть каждую одномерную фурье-компоненту поля решетки дальнейшему разложению и довести эту процедуру до такой стадии,

когда пространственно-трансляционная структура поля решетки окажется представленной в виде суперпозиции так называемых решеток Рэлея — периодических компонент, каждая из которых ответственна за возбуждение единственного рефлекса на картине дифракции.

4. Разработан оптимальный способ такого разложения.

Литература

1. *Гришина Т. А, Потапкин О. Д., Васичев Б. Н.* Применение представлений волновой электронной оптики для описания процесса взаимодействия электронов с полем кристаллической решетки электронно-микроскопического объекта. Часть 1. Функция пропускания кристаллической решетки электронной волны.//Прикладная физика. 2002. № 4. С. 5—14.
2. *Гришина Т. А., Гришина В. Ю.*//Изв. РАН. Сер. Физ. 1995. Т. 59. С. 113.
3. *Hanszen K. J., Morgenstern B.*//Z. angew. Phys. 1965. № 19. P. 215.
4. *Каули Дж.* Физика дифрации. — М.: Мир, 1979.
5. *Гришина Т. А., Гришина В. Ю.*//Изв. РАН. Сер. Физ. 1995. Т. 59. С. 126.
6. *Ландсберг Г. С.* Оптика. — М.: Наука, 1976.
7. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. — М.: Наука, 1973.

Application of the wave electron optics conception for the description of the electron-lattice field interaction in the electron microscope.

Part II. Influence of the lattice orientation relatively the incident electron beam on the transparency function behavior

T. A. Grishina, O. D. Potapkin
Research Institute for Electron and Ion Optics, Moscow, Russia

B. N. Vasichev
Moscow Institute for Electronics and Matematics (Technical University), Moscow, Russia

Expressions describing the crystal lattice partial electron-optical transparency function defined by the lattice field Fourier-component related to the crystallographic planes (hkl) are analysed.