

И. И. ЯМЗИН и З. Г. ПИНСКЕР

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ТЕОРИИ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

(Представлено академиком А. А. Лебедевым 24 I 1949)

При рассмотрении упругого рассеяния электронов, проходящих через кристаллический образец, перед исследователями стоят две основные задачи: упругое рассеяние электронов атомами и взаимодействие падающей электронной волны с периодическим силовым полем пространственной решетки кристалла. Основная трудность заключается в том, что возможности экспериментальной проверки теории атомного рассеяния или теории рассеяния в кристаллах в отдельности весьма ограничены.

Для рассеяния электронов скоростью 15—80 кв нейтральным атомом со сферически симметричным электронным облаком получаем следующее выражение:

$$f(\vartheta) = \frac{e^2}{2mv^2} (Z - F) \frac{1}{\sin^2 \vartheta} \quad \text{или} \quad f(\vartheta) = \frac{me^2}{2\hbar^2} (Z - F) \left(\frac{\sin^2 \vartheta}{\lambda^2} \right)^{-1}. \quad (1)$$

Здесь F — атомная амплитуда при рассеянии рентгеновских лучей и $f(\vartheta)$ — та же величина для рассеяния электронов⁽¹⁾. Квадрат $|f(\vartheta)|$ носит название атомного фактора или атомного множителя для электронов.

Кинематическая теория рассеяния в кристаллах приводит к величине интенсивности интерференционного максимума от монокристалла, пропорциональной квадрату структурной амплитуды:

$$I \sim \left\{ \frac{me^2}{2\hbar^2} \left(\frac{\sin^2 \vartheta}{\lambda^2} \right)^{-1} \right\}^2 \left[\sum_k f_k(\vartheta) e^{2\pi i(r_k H)} \right]^2, \quad (2)$$

где суммирование производится по всем атомам базиса сложной решетки.

Согласно динамической теории, интенсивность максимума пропорциональна первой степени структурной амплитуды.

Учитывая опыт электронографического структурного анализа и условия образования линий Кикучи и электронограмм в сходящемся пучке, можно считать, что кинематическая теория применима к дифракции от кристалликов с линейным размером до $5-6 \cdot 10^{-6}$ см.

Для экспериментальной проверки законов рассеяния различными исследователями были предприняты измерения интенсивности максимумов на электронограммах, полученных при рассеянии быстрых электронов от тонких пленок меди, серебра, золота и алюминия⁽²⁻⁵⁾. Результаты этих работ оказались противоречивыми. Вопрос о применимости существующей теории рассеяния, помимо чисто физического интереса, важен для применения дифракции электронов к структурному анализу

сложных решеток, где для уточнения координат атомов в элементарной ячейке требуется надежное вычисление интенсивностей для тех или иных структурных моделей.

Первой задачей настоящего исследования было измерение фотографическим методом интенсивностей максимумов на электронограммах от поликристаллических пленок Al, Cu, Ag, Au, β -Sn, Zn, Mg.

Для проведения работы была построена высоковольтная установка с хорошим сглаживанием пульсаций выпрямленного напряжения и автоматической его стабилизацией. Ускоряющее напряжение получалось путем трансформации и двухкаскадного выпрямления тока звуковой частоты порядка 8—10 kHz, вырабатываемого ламповым генератором.

Постоянство интенсивности первичного пучка достигалось особым расположением элементов катодной части, позволяющим в значительной степени ослабить зависимость между током эмиссии катода и силой тока в первичном пучке. Снимки получались при напряжении от 38 до 56 кв.

Металлические пленки для исследования готовились возгонкой в вакууме с конденсацией на следующие подкладки: полированную поверхность кристалла каменной соли, пленку целлулоида или полистирола, наконец, на гладкую поверхность плавленного сахара. После тщательного удаления всяких следов подложки, пленки вылавливались с поверхности растворителя и после просушки переносились в электронограф.

При исследовании β -Sn мы получили сравнительные данные для пленок, приготовленных описанным методом, и для пленки без удаления целлулоидной подкладки. Никакого различия обнаружено не было. В связи с этим результатом мы сочли возможным для Zn ограничиться съемкой с препарата, полученного напылением в самом электронографе на целлулоидную подкладку, так как вынесение пленок Zn на воздух неизменно приводило к их окислению. Средняя толщина пленок вычислялась из веса испаренного металла и геометрических параметров распыления. Она составила величину от 90 до 300 Å и для серебра до 580 Å.

С каждой пленки производилось 5—6 снимков с кратными экспозициями при постоянной интенсивности первичного пучка (рис. 1), которая измерялась электрометрической схемой, состоящей из фарадеева цилиндра и соединенного с ним и заземленного электрометра, зашунтированного высокоомным сопротивлением. Интенсивность сохранялась постоянной в пределах $\pm 1\%$. Для проверки закона $D = \varphi(It)$ для данного сорта пластинок была получена серия электронограмм при разных условиях и были установлены пределы, в которых сохраняется закон взаимозаместимости величин I и t *.

После получения снимков с рядом экспозиций на той же пластинке получается снимок половины дифракционной картины при косом угле наклона плоскости металлической пленки к электронному пучку (см. рис. 1 наверху, вклейка к стр. 648). Этот снимок производился для количественной проверки отсутствия даже небольшой степени предпочтительной ориентации кристалликов в образце. С „косого“ снимка получались три микрофотограммы по радиусам, образующим 50° друг с другом. Далее сравнивались почернения для прямого и косого снимков. Для получения окончательных данных использовались лишь снимки с пленок, не обнаруживших текстуры. Таким путем производилось исследование снимков Al, Cu, Ag, β -Sn и Au. Что касается Zn и Mg, то пленки этих металлов оказывались неизменно текстурированными. Плоскость

* D — почернение фотографического слоя, I — интенсивность падающего на него потока электронов и t — время экспозиции.

базиса кристалликов была строго параллельна плоскости пленки и их ориентация по азимуту вполне беспорядочна. При этом вычисление относительных интенсивностей для плоскостей с индексами hkl может быть произведено с такой же надежностью, как и в случае поликристалла.

Обработка микрофотограмм для подсчета экспериментальных относительных интенсивностей производилась следующим образом. Для всех максимумов определялись величины (рис. 2):

$$D_M = \frac{I_0 - I_M}{I_0}, \quad D_\Phi = \frac{I_0 - I_\Phi}{I_0}. \quad (3)$$

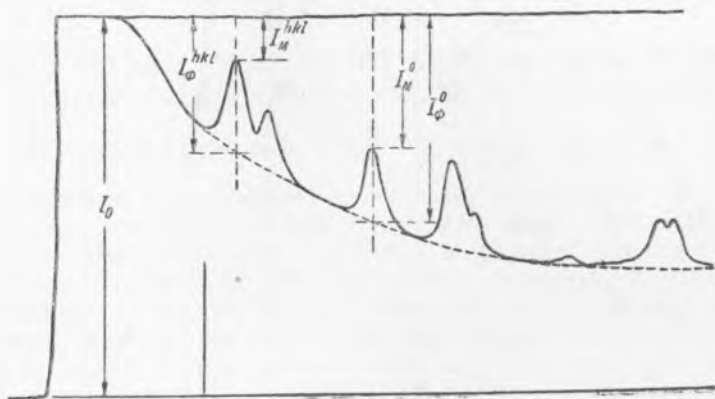


Рис. 2. Схема определения почернения рефлексов по микрофотограмме

Затем эти величины наносились на графики $D - \log It$ (рис. 3). Из интервалов между соответствующими кривыми по горизонтали определялись для каждого максимума (hkl) и выбранного в качестве нулевого (0) выражения:

$$\log (I_M / I_\Phi)_{hkl}, \quad \log (I_M / I_\Phi)_0, \quad \log [(I_\Phi)_{hkl} / (I_\Phi)_0]; \quad (4)$$

здесь I_M относится к общей интенсивности электронных пучков и I_Φ — к интенсивности некогерентного рассеяния. Отсюда определялись искомые отношения:

$$\frac{I_{hkl}}{I_0} = \frac{a - 1}{b - 1} \frac{(I_\Phi)_{hkl}}{(I_\Phi)_0}, \quad a = \frac{(I_M)_{hkl}}{(I_\Phi)_{hkl}}, \quad b = \frac{(I_M)_0}{(I_\Phi)_0}. \quad (5)$$

Максимальное расхождение величин относительных интенсивностей для каждого максимума, полученных для различных пленок, составляло 10%.

Полученные относительные интенсивности были далее использованы для определения экспериментальных значений атомного фактора.

Принимая во внимание поликристаллическую структуру пленок и то обстоятельство, что они состоят из кристаллов химических элементов (одинаковость $f(\vartheta)$ для всех атомов базиса), мы приходим к выражению для интенсивности:

$$I = k |f(\vartheta)|^2 \left| \sum_k e^{2\pi i(r_k, H)} \right|^2 P \frac{1}{\sin^2 \vartheta}. \quad (6)$$

Относительные значения атомных множителей сопоставлялись с отношениями теоретических величин, вычисленных по формуле:

$$|f(\vartheta)|^2 = k \frac{(Z - F)^2}{\sin^4 \vartheta}, \quad (7)$$

полученной из уравнения (1).

Как можно видеть из рис. 4, экспериментальные величины хорошо укладываются на теоретические кривые; это имеет место для всех исследованных элементов.

Отсутствие какой-либо связи между толщиной образца и соответствием теоретических и экспериментальных интенсивностей позволяет заключить об отсутствии динамического рассеяния в наших пленках.

Таким образом оправдывается применимость теории атомного рас-

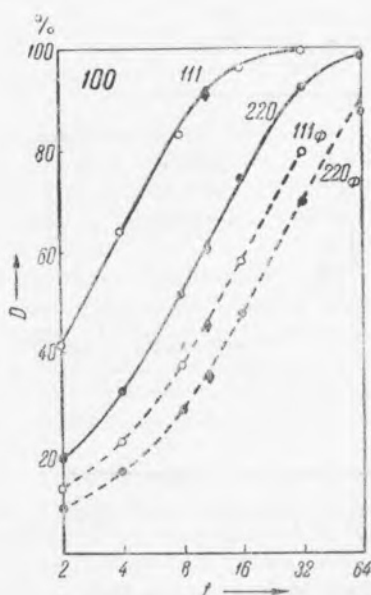


Рис. 3. Схема определения относительных интенсивностей по кривым почернения

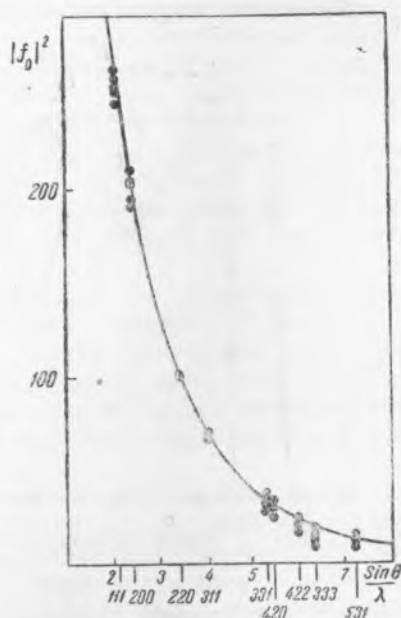


Рис. 4. Соотношение экспериментальных и теоретических значений атомного фактора серебра. Точки — эксперимент, кривая — теория

сеяния и кинематической теории рассеяния в решетке как для легких, так и для довольно тяжелых элементов системы Менделеева при прохождении электронов с энергией 38—56 кв через пленки со средней расчетной толщиной до $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ см. Результат нашего исследования совпадает с выводами работы Марка и Вирля для Al, Ag и Au. Анализ причин расхождения результатов других авторов (³⁻⁵) с теорией, так же как и некоторые контрольные опыты, обнаруживают существенные недочеты в методике их исследования.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить благодарность проф. И. Б. Боровскому за предоставленную возможность произвести фотометрирование электронограмм в лаборатории Института геологических наук АН СССР.

Институт кристаллографии
Академии наук СССР

Поступило
21 I 1949

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Д. И. Блохинцев, Введение в квантовую механику, 1944, стр. 252.
² H. Mark u. R. Wierl, Z. f. Phys., 60, 741 (1930). ³ L. S. Ornstein, H. Brinkman, A. Hauer and T. Tol, Physika, 5, 693 (1938). ⁴ T. Tol and L. S. Ornstein, ibid., 7, 685 (1940). ⁵ S. v. Friesen and S. Lenander, Ark. f. Math., Astronomi och Fys., 33, A, H. 4, No. 20 (1947).