# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ДИФРАКЦИОННОГО СТЯГИВАНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В КРИСТАЛЛАХ

### П. А. БЕЗИРГАНЯН, Г. М. АЛАДЖАДЖЯН, К. Г. ТРУНИ

Исследуются вопросы дифракционного стягивания рентгеновских лучей в системе из двух пластин равной толщины. Экспериментальное исследование зависимости эффекта стягивания от толщины пластин дает хорошее согласие с теорией. Детально исследуется вопрос о спектральном разложении рентгеновского излучения такой системой. Показано, что для успешного решения этой задачи нужно выбрать некоторую оптимальную толщину пластин интерферометра. Разрешающая сила интерферометра оказывается сравнительно малой. Однако она может быть увеличена применением асимметричного прохождения и отражений высоких порядков.

С развитием динамической теории дифракции рентгеновских лучей в последние годы открыты многочисленные новые интересные интерференционные эффекты.

Одним из таких эффектов является эффект дифракционного стягивания волновых пакетов внутри кристалла, теоретически предсказанного авторами работы [1]. В этой работе рассмотрены основные закономерности формирования рентгеновского волнового поля в случае последовательной дифракции первичного узкого пучка рентгеновских лучей в двух кристаллических блоках и показано, что в первой пластине происходит дифракционное размытие изображения входной щели, а во второй пластине происходит дифракционное стягивание (фокусировка) и восстанавливается первоначальная форма узкого пакета. Установлено, что система из двух пластин равной толщины является дифракционной линзой, собирающей дифрагированные лучи снова в узкий пучок толщиной менее экстинкционной длины, причем лучи с разной поляризацией собираются в одной и той же точке. Максимум волнового поля в центре дельты Бормана примерно на два порядка превышает интенсивность фона. Показано также, что качество линзы в прозрачных кристаллах возрастает по мере увеличения толщины пластин и уменьшения экстинкционной длины. Однако увеличение толщины пластин целесообразно лишь в определенных пределах, поскольку поглощение понижает высоту центрального пика быстрее, чем высоту фона, так как для первой справедлив обычный, а для второй — аномальный коэффициент поглощения.

В качестве одного из возможных вариантов применения рентгеновской дифракционной линзы указана задача о спектральном разложении рентгеновского излучения.

В работе [2] сообщается об экспериментальном обнаружении эффекта дифракционного стягивания узкого волнового пакета. Согласно этой работе общий характер распределения интенсивности пучков, выходящих из второй пластины интерферометра, совпадает с предсказанными теоретически в [2], однако экспериментально наблюдаемая картина несколько сложнее. Большая размытость центрального пика и появление дополнительных пиков, по мнению авторов [2], можно объяснить неоднородностями по толщине пластин интерферометра.

В работе [2] не исследована зависимость эффекта фокусировки от толщины пластин интерферометра, что имеет важное значение для более глубокого понимания эффекта. В указанной работе не исследован также вопрос о спектральном разложении рентгеновского излучения с помощью двухблочной системы с узким пучком.

В настоящей работе экспериментально исследуются вопросы дифракционного стягивания рентгеновских лучей в системе из двух пластин равной толщины. Детально исследуется зависимость эффекта стягивания ог толщины пластин, а также вопрос о спектральном разложении рентгеновского излучения такой системой, другими словами, приводятся результаты экспериментального исследования основных теоретических выводов работы [1].

450

### Методика работы

Из почти бездислокационного (плотность дислокаций менее 10 см<sup>-2</sup>) монокристалла кремния была изготовлена система из двух плоскопараллельных пластин на общей основе. Пластины имели одинаковые толщины  $z_1 = z_2 = 450$  мкм (точность изготовления  $\Delta z = \pm 3$  мкм). Отражающие плоскости (110) были перпендикулярны к большим поверхностям пластин и к основанию системы. Источником излучения служила трубка с Мо анодом с проекцией фокуса  $0,4 \times 0,4$  мм<sup>2</sup>.

Схема опыта приведена на рис. 1. Пучок рентгеновских лучей от источника S падает на монохроматор M, который изготовлен из кварца (отра-



Рис. 1. Схема опыта: S — источник рентгеновского излучения, M — кварцевый монохроматор, K — коллиматор, C — двухблочный интерферометр.

жающая плоскость кварца—(1011)). Отражаясь от монохроматора, рентгеновский пучок проходит через коллиматор К длиной 300 мм и, выходя из щели коллиматора (ширина выходной щели—20 мкм), падает на образец С. Для исследования зависимости эффекта дифракционного стягивания рентгеновских лучей от толщины блоков изготовлены также другие интерферометры. В этих системах толщины каждого из двух блоков равны  $z_1 = z_2 = 0.3$ , 0,7; 4 и 7 мм. На рис. 2 приведены снимки от следующих двухблочных систем: а)  $z_1 = z_2 = 0.45$  мм; 6)  $z_1 = z_2 = 0.7$  мм.









Рис. 2. Топограммы пучков  $E_{01}$ ,  $E_{10}$  и  $E_{11}$ , полученные от двухблочных интерферометров с толщиной блоков: a)  $z_1 = z_2 = 0,45$  мм, б)  $z_1 = z_2 = 0,7$  мм; отражение (220).

# Обсуждение результатов

1. На рис. 2а приведены рентгенограммы, полученные от интерферометра с толщиной пластин  $z_1 = z_2 = 0.45$  мм,  $\mu z_1 = 0.7$  ( $\mu$ —линейный коэффициент поглощения), с большой точностью совпадающие с теоретической картиной. Например, в дважды дифрагированном пучке (пучок  $E_{01}$ ) получается резкий максимум в центре дельты Бормана, а в пучках  $E_{10}$  и  $E_{11}$ кроме резких максимумов в центрах пучка наблюдаются и боковые максимумы на одном из краев дельты, причем пучки  $E_{10}$  и  $E_{11}$  зеркально-симметричны, как и следует из теории. Интенсивность центральных линий во всех пучках одинакова.

Схематическое объяснение наблюдаемых особенностей интерферен-

ционной картины с применением лучевого приближения дано на рис. 3. После первой пластины распределение интенсивности волновых пакетов  $E_1$  и  $E_0$  дается соответственно функциями влияния  $G_0$  и  $G_1$  (см. [3]). В пучке  $E_1$  распределение интенсивности имеет симметричный вид с осцилляциями внутри дельты Бормана и с максимумами на краях этой дельты. Во втором кристалле часть лучей фокусируется в точке  $F_1$ , а другая часть создает фон в областях между точкой фокуса  $F_1$  и краями дельты Бормана (точки A и D), причем распределение интенсивности в пучке  $E_{01}$  симметП. А. Безирганян и др.



452

Рис. З. Ход лучей в двухблочном интерферометре. F<sub>0</sub> и F<sub>1</sub>- соответственно точки фокуса пучков E<sub>0</sub> и E<sub>1</sub>.

рично относительно точки фокуса, а распределение в пучке  $E_{11}$  асимметрично, так как кроме резкого максимума в центре картины наблюдается боковой максимум у границы дельты в точке D. Интенсивность этого пучка в точке A равна нулю, поскольку в этой точке дают вклад лишь лучи тех волн, направления которых достаточно удалены от направления точного угла отражения.

В пучке  $E_0$  распределение интенсивности асимметрично, так как на первый план выходит кинематическое изображение входной узкой щели. Интенсивность этого пучка на другом конце дельты равна нулю, ибо в этой области дают вклад лучи с направлением, сильно отличающимся от направления отражения.

Вследствие вышесказанного в пучке  $E_{00}$  на первый план выходит кинематическое изображение входной щели в точке T (этот пучок экспериментально не разрешим, он попадает в область первичного пучка). В пучке  $E_{10}$ , в соответствии со сказанным, кроме центральной линии наблюдается максимум в точке T. Дважды дифрагированный пучок имеет только ценгральный максимум и фон, созданный лучами, не фокусирующимися в точке  $F_1$  и дающими вклад в областях  $DF_1$  и  $AF_4$ . Пучок  $E_{11}$  кроме центральной линии имеет максимум в точке D, обусловленный лучами, падаю-

щими в область вокруг точки С и достаточно удаленными от условий отражения.

2. При толщине  $z_1 = z_2 = 0.25$  мм ( $\mu z_1 \simeq 0.4$ ) экспериментальная интенсивность боковых максимумов в пучках  $E_{10}$  и  $E_{11}$  возрастает и становится примерно равной интенсивности центральной линии. В дважды дифрагированной волне интенсивность фона падает. Причину этих изменений нетрудно понять, основываясь на приведенных качественных соображениях. При таких толщинах интенсивность пучка на краях дельты Бормана после первой пластины уменьшается незначительно и вследствие этого возрастает вклад лучей на краях дельты во второй пластине, тогда как интенсивность в фокусе изменяется незначительно.

3. При толщине  $z_1 = z_2 = 0,7$  мм ( $\mu z_1 \simeq 1,08$ ) экспериментальная интенсивность центральной линии продолжает оставаться большой, однако интенсивность поля между центральной и боковой линией увеличивается, и распределение интенсивности становится примерно равномерным во всей этой области. Как и следует из теоретических соображений, интенсивность фона по отношению к интенсивности центральной линии в пучке  $E_{01}$  возрастает.

Как известно [3], с увеличением толщины в поглощающем кристалле абсолютная величина функции влияния  $G_1$  перестает осциллировать, и возмущение постепенно локализуется не у краев, а в центральной части дельты Бормана. При данной толщине ( $\mu z_1 \simeq 1,08$ ) распределение интенсивности в пучке  $E_1$  является почти равномерным по всему полю, чем и объясняется равномерное распределение интенсивности поля в пучке  $E_{11}$  в области  $DF_1$  и  $AF_1$ . Однако нетрудно убедиться, что вклад полей от области BC больше в области  $DF_1$ , так как эти лучи дают вклад, в основном, в на-

правлении прохождения.

С учетом зеркальной симметрии пучков  $E_{10}$  и  $E_{11}$  все сказанное верно и для распределения в пучке  $E_{10}$ .

4. При дальнейшем увеличении толщины (в частности,  $z_1 = z_2 = 4 \, MM_{\mu}$   $\mu z_1 \simeq 6,2$ ) интенсивность в фокусе резко падает, а при еще большем значении ( $z_1 = z_2 = 7 \, MM_{\mu}, \, \mu z_1 \simeq 10,8$ ) полностью исчезает. При таких толщинах распределение интенсивности в дифрагированном пучке после первой пластины полностью локализуется в центре дельты Бормана. Вследствие этого она сужается, что приводит к падению интенсивности в точке фокуса.

### Разложение в спектр рентгеновского излучения с помощью двухблочного интерферометра

Для исследования спектроскопических параметров двухблочной системы эксперименты проводились без кварцевого монохроматора. Снимался спектр рентгеновского излучения с помощью качания интерферометра (с  $\mu z_1 \approx 0.7$ ). На рис. 4 приведен схематический ход лучей  $K\alpha_1$  и  $K\alpha_2$ . Так как для излучения  $MoK\alpha_1$  угол Брэгга отличается от соответствующего угла для  $MoK\alpha_2$ , каждый из лучей образует свой фокус на выходной поверхности интерферометра (точки  $F\alpha_1$  и  $F\alpha_2$ ). Нетрудно убедиться, что расстояние между точками фокуса линий  $K\alpha_1$  и  $K\alpha_2$  равно

$$F_{\alpha_1} F_{\alpha_2} = d(\operatorname{tg} \theta_{K\alpha_2} - \operatorname{tg} \theta_{K\alpha_1}),$$

где d—воздушный промежуток между двумя пластинами интерферометра, а  $\theta_{K\alpha_1}$  и  $\theta_{K\alpha_2}$ — углы Брэгга для линий  $MoK\alpha_1$  и  $MoK\alpha_2$ . В отличие от обычных оптических линз угловая дисперсия для всех пучков, выходящих из интерферометра, одинакова, тогда как линейная дисперсия для пучка  $E_{11}$  больше, чем для пучков  $E_{10}$  и  $E_{01}$ . Действительно, линии  $K\alpha_2$  и  $K\alpha_1$  в пучке  $E_{11}$  расходятся из точки  $P_0$  (рис. 4), а в пучках



Рис. 4. Ход лучей МоКа<sub>1</sub> и МоКа<sub>2</sub> в интерферометре. F a<sub>1</sub> и F a<sub>2</sub>-соответственно точки фокуса для Ка<sub>1</sub> и Ка<sub>2</sub>.

Eot

EIO

 $E_{10}$  и  $E_{01}$  — из точки  $P_1$ . При  $d \rightarrow 0$  линейная дисперсия всех пучков становится одинаковой, так как точки  $P_0$  и  $P_1$  совмещаются.

На рис. 5 приведен снимок спектра для пучков Е<sub>10</sub> и Е<sub>11</sub>. Отметим, что рентгеновская пленка располагалась за точкой Р<sub>1</sub>, так что линии Ка<sub>2</sub> по-



Рис. 5. Рентгеновский спектр для пучков  $E_{11}$  и  $E_{10}$ , полученный от интер-

ферометра с  $\mu z_1 = 0,7$ .

лучались левее линий  $K\alpha_1$  и  $K\beta$ . Далее определялась экспериментальная ширина линии, которая оказалась равной  $(\Delta\lambda^{3\kappa c}/2)_{K\alpha_1} = 0,00057$  Å. Для сравнения в таблице приведены экспериментальные рентгеновские данные по естественной полуширине спектральной линии  $MoK\alpha_1$ , полученные на двухкристальном спектрометре по Брэггу (см. [4]) типа (1,1).

455

T		1					
1	a	n	a.	71	11	n	
	1.4	0.		20	55	ere.	

Излучение	Отражающий кристалл	(Δλ экс. /2) <sub>Kα1</sub>	Автор	
MoKaı	Кварц 1120	0,00027 Å	Parett	
	Кварц 1120	0,000263 Å	Brogren	
	Кальцит 221	0,000306 Å	Parett	

Полученное нами значение полуширины спектральной линии МоКа, примерно в три раза больше, чем данные, приведенные в таблице. Определив разрешающую силу интерферометра по формуле

$$P=\frac{\lambda}{\Delta\lambda},$$

где  $\Delta \lambda = \Delta \lambda^{\text{экс.}} - \Delta \lambda^{\text{ест.}} (\Delta \lambda^{\text{ест.}} - \text{естественная ширина линии } MoKa_1$ , вычисленная теоретически), получаем  $P \simeq 2100$ . Заметим, что разрешающая сила, например, однокристального спектрометра по Брэггу (отражение (220)) равна примерно 3600.

Уширение спектральной линии объясняется некоторой асимметрией центрального пика, обусловленной влиянием фона (в пучке  $E_{01}$ ) и бокового максимума (в пучке  $E_{11}$ ) (см. рис. 6). Полуширина линии окажется много меньше, если определить ее по пунктирной линии на рис. 6, которая рав-



Рис. 6. Распределение интенсивности (по поперечному сечению) в пучках: *а*)  $E_{11}$  и б)  $E_{01}$ , полученное от интерферометра с  $\mu z_1 = 0.7$ ; полуширина пика с пунктирной линией — около 20 мкм.

на ширине входной щели (около 20 мкм), или, если устранить влияние фона и бокового максимума, например, применив отражения более высокого порядка или асимметричное прохождение, первый из которых удаляет боковые максимумы от центрального, а второй понижает интенсивность боковой линии.



1. Эксперимент, в основном, подтверждает основные теоретические выводы работы [1].

2. Экспериментальное исследование зависимости эффекта фокусировки от толщины пластин дает хорошее согласие с теорией. 3—806 П. А. Безирганян и др.

3. В работах [5—6] показано, что при достаточно большой толщине  $(\mu z \gg 1)$  одна пластина с прохождением по Лауэ является хорошим монохроматором, вследствие чего получается сильное сужение выходящего волнового пакета и, следовательно, уменьшение расходимости выходящих пучков. Однако в нашем случае — в случае разложения в спектр—чрезмерное увеличение и чрезмерное уменьшение толщины пластин нецелесообразно, так как первое сильно понижает высоту центрального максимума, а второе резко увеличивает высоту бокового максимума. Следовательно, для более успешного решения задачи спектрального разложения рентгеновского излучения необходимо выбрать некоторую оптимальную толщину пластин ( $\mu z_1 \simeq 0,7$ ).

4. Разрешающая сила интерферометра оказывается малой, однако, как показано, она может быть увеличена с помощью применения асимметричных прохождений и отражений высоких порядков.

Ереванский государственный

университет

Поступила 30.1.1975

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Инденбом, И. Ш. Слободецкий, К. Г. Труни. ЖЭТФ, 66, 1110 (1974).

- 2. Э. В. Суворов, В. И. Половинкина. Письма ЖЭТФ, 20, 326 (1974).
- 3. В. Л. Инденбом, Ф. Н. Чуховский. УФН, 107, 229 (1972).
- 4. З. Г. Пинскер. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах, Изд. Наука, 1974.
- 5. A. Authier. Bull. Soc. Fr. Miner, 84, 51 (1961).
- 6. M. Lefeld-Socnovska, C. Malgrange. Phys. Stat. Sol., 34, 635 (1969).

## ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԴԻՖՐԱԿՑԻՈՆ ՁԳՄԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ԷՔՍՊԵՐԻՄԵՆՏԱԼ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

### Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՑԱՆ, Գ. Մ. ԱԼԱՋԱՋՑԱՆ, Կ. Գ. ԹՐՈՒՆԻ

Ζόσω ασσισίατα է όρμαι հավասար հաստունյամբ βինեղների սիստեմում ռենտգենյան ճառագայնների դիֆրակցիոն ձգման հարցերը։ Փորձնական ճանապարհով հետազոտված ձգման երևույնի կախումը նինեղների հաստունյունից տալիս է լավ համապատասխանունյուն տեսունյան հետ։ Մանրամասն ուսումնասիրված է ռենտգենյան ճառագայնման սպեկտրալ տարալուծման հարցը այդպիսի սիստեմի կողմից։ Ցույց է տրված, որ այդ հարցի բարեհաջող լուծման համար հարկավոր է ընտրել ինտերֆերոմետրի նինեղների օպտիմալ հաստունյուն։

# AN EXPERIMENTAL STUDY OF DIFFRACTION FOCUSING OF X-RAYS IN CRYSTALS

# P. H. BEZIRGANYAN, G. M. ALADZHADZHYAN, K. G. TRUNI

Diffraction focusing of X-rays in a system of two plates of equal thickness is studied. The experimental results obtained for the dependence of the focusing effect on the plate thickness are in good accordance with the theory predictions. The decomposition of X-radiation into a spectrum by such a system is examined in detail and the existence of the optimal thickness of interferometer plates is shown. Though the resolution of such a spectrometer is not high, it may be increased by means of asymmetrical transition of X-rays and the application of higher order reflections.