

БРЭГГОВСКАЯ ДИФРАКЦИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ ОТ УПРУГО ИЗОГНУТЫХ КРИСТАЛЛОВ

П. А. БЕЗИРГАНЯН, А. А. ПАПОЯН

Экспериментально исследовано угловое распределение интенсивности в брэгговски дифрагированном от упруго изогнутого кристалла пучке при монохроматическом первичном пучке. Показано, что изгиб кристалла приводит к появлению побочного максимума, который с уменьшением радиуса изгиба кристалла повышается и одновременно приближается к основному пику. Исследовано также влияние изгиба на форму и взаимное расположение различных спектральных линий в дифрагированном пучке, когда пучок падает на вогнутую и на выпуклую стороны изогнутого кристалла. В обоих случаях происходит сильное увеличение интенсивности отраженного пучка и быстрое уширение спектральных линий. Наблюдается также изменение расстояния между этими линиями.

Как известно, до 60-ых годов динамическая теория рассеяния рентгеновских лучей была развита в основном для идеальных кристаллов [1]. В последнее время в связи с широким применением эффектов динамической теории для экспериментального исследования дефектов кристаллов возникла необходимость обобщить динамическую теорию для несовершенных (реальных) кристаллов. В общем случае для несовершенных, тем более деформированных кристаллов динамическая теория, развитая для идеальных кристаллов, неприменима. Однако если ограничиться приближением слабых деформаций, можно принять, что в кристалле создается динамическое поле, которое в отличие от соответствующего поля в идеальном кристалле при переходе от одной области кристалла в другую претерпевает значительные изменения направления распространения потока энергии [2].

В дальнейшем теория, разработанная в [2], развивалась в работах Като [3], Бонзе [4] и других авторов. Новый метод решения задач дифракции рентгеновских лучей в несовершенных кристаллах разработан в работах [5, 6]. В рамках этого метода в работах [7—9] точно решена задача дифракции для упруго изогнутых кристаллов.

Существует большое количество экспериментальных исследований, подтверждающих правильность основных заключений вышеназванных работ. Однако кроме работы [4] в основном все они посвящены исследованию дифракции в несовершенных кристаллах в случае Лауэ. Дифракция в геометрии Брэгга имеет ряд практических преимуществ по сравнению с лауэ-дифракцией, главным из которых следует считать большую светосилу при высокой степени монохроматичности и коллимации пучков рентгеновских лучей в современных рентгенооптических устройствах [10].

Между тем развитие теории для деформированных кристаллов в случае Брэгга сталкивается со значительными трудностями, связанными с

явлением экстинкции — полного отражения рентгеновских лучей в некоторой угловой области. Первым исследованием в этой области следует считать теорию Бонзе [4], в которой автор на основе работы [2] с учетом эффекта экстинкции рассчитал траектории распространения потока энергии в однородно изогнутом кристалле. Однако начальные предположения, принятые в этой работе, не всегда обоснованны, а математическое представление проблемы очень сложно. Есть и другие работы [11, 12], которые посвящены теоретическому и экспериментальному исследованиям поверхностной структуры кристаллов с помощью отражения рентгеновских лучей по Брэггу. В последние годы появились работы, посвященные систематическому исследованию дифракции рентгеновских лучей в несовершенных кристаллах в случае Брэгга [13, 14], в которых точно решены уравнения Такаги для упруго изогнутого кристалла.

Существование и развитие подобной теории, а также принципиальная возможность использования изогнутых кристалл-монокроматоров и коллиматоров в рентгеновской интерферометрии и топографии высокого разрешения [10] делают весьма актуальным проведение экспериментальных работ по исследованию поведения волновых полей в изогнутых кристаллах, влияющих на угловое распределение интенсивности и на спектральный состав отраженного от кристалла пучка. В работе [15] экспериментально исследовано поведение волновых полей в изогнутых кристаллах в случае Брэгга при узкоколлимированном падающем пучке. Графики зависимости интенсивности пучка, дифрагированного в кристалле, от радиуса кривизны изгиба, приведенные в последней работе, хорошо демонстрируют характерные особенности поведения волновых полей в изогнутых кристаллах в случае Брэгга.

В настоящей работе исследована структура отраженного пучка от упруго изогнутого кристалла в случае Брэгга с использованием двухкристалльной системы. При монохроматическом падающем излучении исследовано распределение интенсивности в дифрагированном пучке в зависимости от радиуса изгиба кристалл-образца.

Как уже отмечалось, особый интерес представляет влияние изгиба кристалл-образца на форму и взаимное расположение спектральных линий в дифрагированном пучке. Этот вопрос особенно важен при использовании изогнутых кристаллов в качестве монокроматоров и коллиматоров; он исследован для спектральных линий K_{α_1} и K_{α_2} при различных значениях радиуса изгиба кристалл-образца. Исследованы случаи, когда первичный рентгеновский пучок падает и на вогнутую, и на выпуклую стороны изогнутого кристалла.

Эксперимент

В нашем эксперименте использована двухкристалльная система, состоящая из монокроматора и кристалл-образца, которые были съюстированы на расположении ($n = 1$; $m = 2$). Отражающими плоскостями служили атомные плоскости семейства (220).

Монохроматор и образцы, используемые в эксперименте, были изготовлены из почти бездислокационного монокристалла кремния. В эксперименте использовались три образца, которые вырезались в виде плоскопараллельных пластин с одинаковыми приблизительно размерами $40 \times 15 \times 0,65$ мм³, большие поверхности которых были параллельны семейству атомных плоскостей (110) и перпендикулярны семейству плоскостей ($\bar{1}\bar{1}2$).

Рентгеновское излучение MoK_α от трубки БСВ-11 с размерами проекции фокусного пятна $F 400 \times 400$ мкм², проходя через щель S_1 , падает на монохроматор M , съюстированный на первой оси двухосного гониометра (рис. 1). С помощью щели S_2 шириной 25 мкм выбирается линия K_α спектра, отраженного монохроматором. Затем этот пучок падает на образец C , съюстированный под точным углом Брэгга на второй оси го-

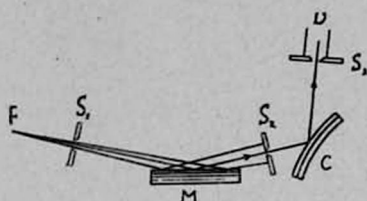


Рис. 1.

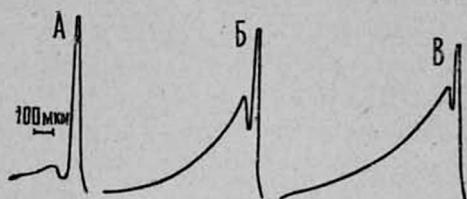


Рис. 2.

Рис. 1. Схема эксперимента: F — фокус рентгеновского излучения, S_1 , S_2 , S_3 — щели, M — монохроматор, C — кристалл-образец, D — детектор; расстояния: $FS_1 = 4,5$ см, $S_1M = 4,5$ см, $MS_2 = 9$ см, $S_2C = 9$ см, $CD = 18$ см.

Рис. 2. Микрофотометрические записи распределения интенсивности по ширине отраженного пучка при следующих значениях радиуса изгиба кристалл-образца: А) $R \approx 35$ м; Б) $R \approx 25$ м; В) $R \approx 15$ м.

ниометра, где установлено устройство для однородного изгиба монокристаллов [16]. Отраженный от образца пучок регистрировался детектором D . С целью исследования углового распределения интенсивности в дифрагированном на образце пучке по вышеописанной схеме при значениях радиуса изгиба образца $R \approx 35$, 25 и 15 м были сняты секционные топограммы на фотопластинке типа МК, расположенной перпендикулярно к дифрагированному пучку на расстоянии 10 см от образца. Значения R определяются следующим образом. Образец юстируется под точным углом Брэгга относительно первичного узкого пучка (ширина ~ 25 мкм) и отмечается угол θ_1 , при котором детектор регистрирует максимальную интенсивность. Затем при помощи устройства [16] образец перемещается перпендикулярно к центральному радиусу изогнутого кристалла на величину $\Delta x \approx 300$ мкм. Вследствие изгиба образца такой перенос приводит к его выводу из положения отражения. Опять съюстирован образец, отмечается угол θ_2 , под которым детектором регистрируется максимальная интенсивность в его новом положении. Радиус кривизны изгиба определяется из выражения [17]

$$R = \frac{\Delta x}{(\theta_2 - \theta_1)}.$$

Измеряя R по всей длине образца, мы убедились, что при всех трех его значениях центральная часть образца, освещаемая для получения секционных топограмм, изогнута однородно. От полученных секционных топограмм были сняты микрофотометрические кривые распределения интенсивности в отраженных пучках, которые приведены на рис. 2.

Исследования зависимости формы и взаимного расположения разных спектральных линий в дифрагированном пучке от R осуществлены с помощью записи спектральных линий K_{α_1} и K_{α_2} , для чего образец и счетчик синхронно вращались соответственно с угловыми скоростями ω и 2ω ; ширина щели S_2 предварительно была увеличена до 500 мкм. Исследовались случаи, когда первичный пучок падал и на вогнутую, и на выпуклую стороны кристалла. В обоих случаях R изменялся в пределах от ∞ до 6 м. На записанных кривых при различных значениях R измерялись следующие величины: расстояние между линиями K_{α_1} и K_{α_2} (Δl_R), высота максимумов линий K_{α_1} и K_{α_2} относительно фона (соответственно h_{1R} и h_{2R}) и ширина линий K_{α_1} и K_{α_2} на половине высоты максимумов (соответственно d_{1R} и d_{2R}). Измеренные величины сравнивались с соответствующими величинами при неизогнутом ($R \approx \infty$) образце (Δl_0 , h_{10} , h_{20} ; d_{10} , d_{20}), для чего определялись отношения при различных значениях R :

$$h_1 = \frac{h_{1R}}{h_{10}}, \quad h_2 = \frac{h_{2R}}{h_{20}}, \quad d_1 = \frac{d_{1R}}{d_{10}}, \quad d_2 = \frac{d_{2R}}{d_{20}}.$$

Эти относительные величины для обоих случаев, когда первичный пучок падает на выпуклую и на вогнутую стороны изогнутого кристалл-образца, приведены соответственно в табл. 1 и 2.

Таблица 1

R (м)	Δl	h_1	h_2	d_1	d_2
∞	1	1	1	1	1
85	1	1,2	1,2	1,1	1,2
42	1	2,1	2,1	1,3	1,4
28	1,03	2,9	2,9	1,6	1,7
20	1,03	3,6	3,5	1,8	2
15	1,03	3,8	3,9	2,3	2,5
10	1,03	3,9	4	2,8	3,1
8	1,07	3,8	3,9	3,5	3,8
6	1,16	3,7	3,8	5	4,8

Таблица 2

R (м)	Δl	h_1	h_2	d_1	d_2
∞	1	1	1	1	1
85	1	1,06	1,06	0,98	0,98
42	1	1,2	1,3	0,96	0,94
28	1	2,6	2,8	0,9	0,88
20	1	4,3	4,7	0,87	0,88
15	1	5,5	5,9	1,25	1,25
10	0,97	5,8	6,2	1,8	1,85
8	0,97	5,1	5,5	2,5	2,65
6	0,94	4,6	5	3,25	3,4

Обсуждение результатов и выводы

Как видно из рис. 2, при изгибе образца в угловом распределении интенсивности в отраженном пучке кроме основного пика возникает и побочный пик, который с уменьшением радиуса возрастает и одновременно приближается к основному пику.

Измерения на этих кривых показали, что величина $k = I_0/I_{\text{поб}}$ (где I_0 — высота максимума основного пика, $I_{\text{поб}}$ — высота максимума побочного пика) для $R = 35, 25$ и 15 м принимает соответствующие значения

$k_1 = 6$, $k_2 = 1,4$ и $k_3 = 1,3$. Расстояния между максимумами основного и побочного пиков для тех же значений R соответственно равны $\Delta S_1 = 130$ мкм, $\Delta S_2 = 70$ мкм и $\Delta S_3 = 50$ мкм.

Таким образом, в распределении интенсивности в отраженном пучке при использовании монохроматического излучения наблюдаются те же закономерности, что и в работе [15] при использовании немонахроматизированного пучка. Это есть доказательство того, что наблюдаемое явление не обусловлено спектральным составом первичного пучка, а связано с поведением волновых полей в изогнутых кристаллах. Различные спектральные составы первичных пучков, а также различие геометрии в этих работах приводят лишь к количественным изменениям параметров, описывающих данное явление.

Как известно, при дифракции рентгеновских лучей на изогнутых кристаллах в случае Лауэ с увеличением изгиба интегральная интенсивность увеличивается [18]. Из табл. 1 и 2 видно, что изгиб в случае Брэгга тоже приводит к увеличению интегральной интенсивности, так как увеличиваются как высота максимумов (h_1 и h_2), так и ширина пиков (d_1 и d_2). Однако в отличие от случая Лауэ, где явление увеличения интегральной интенсивности теоретически и экспериментально хорошо изучено [8, 18, 19], в случае Брэгга этот вопрос освещен недостаточно. Между тем его исследование крайне важно и необходимо в связи с принципиальной возможностью использования изогнутых кристаллов с брэгговской геометрией в светосильных устройствах в качестве монохроматоров и коллиматоров. Интересно также, что в случае вогнутого кристалла увеличение максимальной интенсивности примерно в 1,5 раза больше, чем в выпуклом случае. Это можно объяснить соответственно сходящимся и расходящимся характером лучей, отраженных от поверхности кристалла.

И в вогнутом, и в выпуклом случаях увеличение максимума интенсивности наблюдается до значения $R \approx 10$ м, после чего с уменьшением радиуса до 6 м максимум интенсивности уменьшается приблизительно на 5 и 20% соответственно для первого и второго случаев. Это обусловлено сужением области отражения кристалла в его фиксированном положении, так как с увеличением изгиба края области кристалла, освещаемые в эксперименте, выходят из отражающего положения [20—22]. Если первичную волну, падающую на кристалл-образец, принять плоской и монохроматической, уменьшение максимальной интенсивности должно было наблюдаться даже при незначительных изгибах. Однако первичная волна, используемая в нашем эксперименте, полностью не удовлетворяет этим требованиям, вследствие чего лишь при довольно малых значениях R ($R = 10$ м и меньше) максимум интенсивности уменьшается. При этом интегральная интенсивность продолжает увеличиваться, так как при обоих знаках изгиба, когда R уменьшается от 10 до 6 м, полуширина пиков увеличивается приблизительно на 70%, что обусловлено увеличением угла качания изогнутого образца при отражении пучка, падающего на образец от монохроматора. В случае выпуклого образца пики уширяются в 1,5 раза больше, чем в вогнутом случае, так как первичный пучок, падающий на кристалл-образец, имеет расходящийся характер.

Из таблиц также видно, что в выпуклом случае наблюдается тенденция к увеличению расстояния между линиями K_1 и K_2 , а в вогнутом случае — уменьшение, хотя и явление довольно слабо выражено: смещение не превышает 15% начального расстояния.

На основе полученных результатов можно сделать следующие основные выводы.

1. Изгиб кристалл-образца в брэгговски дифрагированном пучке приводит к возникновению побочного пика, который с увеличением изгиба возрастает и приближается к основному пику.

2. Такое поведение побочного пика не обусловлено особенностями спектрального состава первичного пучка, падающего на кристалл-образец, а связано с поведением волновых полей, дифрагированных в изогнутом кристалле.

3. Изгиб кристалл-образца влияет на форму и взаимное расположение спектральных линий в дифрагированном от кристалла пучке. Общие закономерности в вогнутом и выпуклом случаях следующие:

а) в обоих случаях интегральная интенсивность дифрагированного пучка с изгибом образца возрастает, причем в первом случае быстрее, чем во втором;

б) возрастает также максимум интенсивности дифрагированного пучка, однако при больших изгибах ($R = 10$ м и меньше) наблюдается его значительное уменьшение;

в) с изгибом пики спектральных линий уширяются, причем в вогнутом случае меньше, чем в выпуклом;

г) пики спектральных линий в вогнутом случае сближаются, а в выпуклом отдаляются, причем это явление слабо выражено.

Результаты, полученные в работе, на наш взгляд, могут быть полезными для более глубокого понимания поведения волновых полей в изогнутых кристаллах в случае Брэгга, а также при исследовании спектрального состава дифрагированного от изогнутых кристаллов пучка.

Ереванский государственный
университет

Поступила 16.VIII.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Г. Линскер. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах, Изд. Наука, М., 1974.
2. P. Pening, D. Polder. Philips Res. Rep., 16, 419 (1961).
3. N. Kato. J. Soc. Japan, 18, 1785 (1963).
4. U. Bonke. Z. Phys., 177, 385 (1964).
5. S. Takagi. Acta Cryst., 15, 1131 (1962).
6. D. Taupin. Bul. Soc. Franc. Miner. Cryst., 87, 469 (1964).
7. Ф. Н. Чуховский, П. В. Петрашень. ДАН СССР, 222, 599 (1975).
8. Ф. Н. Чуховский, П. В. Петрашень. ДАН СССР, 283, 1087 (1976).
9. F. N. Chukhovskii, P. V. Petrashen. Acta Cryst., A33, 311 (1977).
10. K. Kohra. Intern. Summer School on X-ray Dynamical Theory and Topography, France, 1975.

11. В. Р. Батурич и др. Кристаллография, 22, 144 (1977).
12. А. Fukuhara, Y. Takano. Acta Cryst., A33, 137 (1977).
13. Ф. Н. Чузовский, К. Т. Габриелян, П. В. Петрашен. ДАН СССР, 238, 81 (1978).
14. F. N. Chukhovskii, K. T. Gabrielyan, P. V. Petrashen. Acta Cryst., A34, 610 (1978).
15. А. А. Папоян, П. А. Безиргян, Г. М. Аладжаджян. Кристаллография, 25, 391 (1980).
16. А. А. Папоян, О. С. Семерджян. Молодой научный работник, 2 (28), 81 (1978).
17. U. Bonse, W. Graeff. Z. Naturforsch., 28a, 558 (1973).
18. E. N. Kislovskii, L. I. Datsenko, A. S. Vasilkevskii. Phys. Stat. Sol. (a), 33, 275 (1976).
19. Z. Janáček, J. Kuběna. Phys. Stat. Sol., A45, 55 (1978).
20. П. А. Безиргян, И. Б. Боровский. ДАН СССР, 92, 6 (1953).
21. П. А. Безиргян, А. Г. Акритов. Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 14, 99 (1961).
22. П. А. Безиргян, А. Г. Акритов. Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 15, 103 (1962).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՀԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԲՐԷԳՅԱՆ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՆ ԱՌԱՋԳԱԿԱՆ ՀԿՎԱԾ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻՑ

Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳՅԱՆՅԱՆ, Ա. Ա. ՊԱՊՈՅԱՆ

Փորձնականորեն հետազոտված է ինտենսիվության տարածական բաշխումը ճկված բյուրեղից բրեգման անդրադարձման ենթարկված փնջում: Ցույց է տրված, որ բյուրեղի ճկումը բերում է լրացուցիչ մաքսիմումի առաջացման, որը ճկման շառավղի փոքրացմանը զուգընթաց բարձրանում և միաժամանակ մոտենում է հիմնական մաքսիմումին: Հետազոտված է նաև ճկման ազդեցությունը սպեկտրալ գծերի ձևի և փոխադարձ դասավորության վրա, երբ սկզբնական փունջը անդրադառնում է ճկված բյուրեղի ուռուցիկ և գոգավոր կողմերից:

BRAGG REFLECTION OF X-RAYS FROM BENT CRYSTALS

P. H. BEZIRGANIAN, A. A. PAPOYAN

The spatial distribution of the intensity of X-rays in a beam subjected to Bragg reflection from a bent crystal has been studied experimentally.

The bending of the crystal was shown to lead to an additional maximum which increased in height with the reduction of the bending radius and simultaneously approached the main maximum.

The effect of bending on the profiles of spectral lines and their mutual position has also been studied when the initial beam is reflected from the concave and convex surfaces of the bent crystals.