

ИЗОБРАЖЕНИЕ ИСТОЧНИКА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В ПУЧКЕ, ДИФРАГИРОВАННОМ НА ИЗОГНУТОМ КРИСТАЛЛЕ

А. А. ПАПОЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН

Рассматривается вопрос рентген-дифракционного изображения источника полихроматического излучения рентгеновских лучей при их рассеянии на изогнутом кристалле. Показывается, что в отличие от неизогнутого кристалла, для которого расстояние источник-кристалл (L_0) равно расстоянию кристалл-действительное изображение источника (L_h), при падении излучения на выпуклую поверхность ($R < 0$) изогнутого кристалла независимо от L_0 всегда получается действительное изображение источника ($L_h > 0$) на расстоянии $L_h < L_0$. Если пучок рентгеновских лучей падает на вогнутую поверхность ($R > 0$), действительное изображение получается только при условии $L_0 < R\gamma/2$ на расстоянии $L_h > L_0$ (γ — направляющий косинус). При $R = \pm 1$ м экспериментально исследовано изображение источника полихроматического рентгеновского излучения в дифрагированном на кристалле пучке на различных расстояниях ΔL кристалл-фотопластинка. Обнаружено хорошее количественное согласие между экспериментальными и теоретическими результатами.

1. Введение

В последние годы теория рассеяния рентгеновских лучей на кристаллах развивается в основном в направлении учета влияния дефектов кристалла, а также влияния различных внешних воздействий на формирование конечной дифракционной картины. При этом развитие идет в двух направлениях. В первом [1—3] рассматривается первоначально идеальный кристалл, который под влиянием внешних или внутренних воздействий подвергся слабой деформации таким образом, чтобы его произвольную, довольно малую, область еще можно было считать идеальной. При другом, более общем, подходе кристалл с самого начала рассматривается как несовершенный (деформированный) [4, 5], и для нахождения распределения интенсивности на выходной поверхности кристалла вследствие дифракции необходимо решить систему линейных уравнений в частных производных. Однако эта система аналитически решается только в отдельных случаях деформационного поля, когда параметр деформации имеет относительно простой вид. С этой точки зрения самым простым случаем деформации является однородный изгиб, при котором задача динамической дифракции рентгеновских лучей аналитически полностью решается. Естественно, что в первую очередь должен рассматриваться именно этот случай. Исследований в этой области выполнено уже много [6—9] и обнаружен ряд новых динамических эффектов рассеяния рентгеновских лучей.

Проведение экспериментальных исследований в этой области необходимо как для проверки и подтверждения правильности теоретического под-

хода к решению той или иной задачи, так и для применения этих явлений в практических целях. Развитие этой области в целом поможет в дальнейшем рассмотреть дифракцию рентгеновских лучей на кристаллах с более сложным видом деформации, а в конечном итоге — вплотную приблизиться к решению задачи рассеяния рентгеновских лучей на зонах напряжения естественных нарушений и несовершенств.

Цель настоящей работы — исследование изображения источника рентгеновского излучения в дифрагированном по Лауэ на однородно изогнутом кристалле полихроматическом пучке. В связи с широким применением изогнутых кристаллов в качестве светосильных монохроматоров и кристалл-анализаторов высокого разрешения результаты настоящей работы могут быть полезными при решении различных задач рентгеноструктурного анализа, спектроскопии и дефектоскопии.

2. Методика эксперимента

Образец, использованный в эксперименте, вырезался из бездислокационного монокристалла *Ge* в виде плоско-параллельной пластины с размерами (после механической обработки) $40 \times 15 \times 0,8$ мм³. С целью изучения влияния толщины кристалла на исследуемые явления в его центральной части путем механической шлифовки вырезалась клиновидная область протяженностью 15 мм вдоль оси (111) с углом клина $1,9^\circ$. Общий вид образца и его кристаллографическая ориентация показаны на рис. 1. Регистрировалось отражение (111).

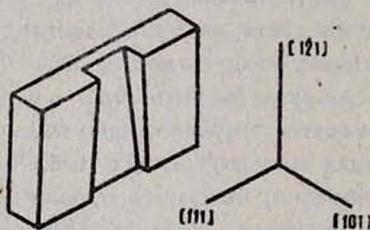


Рис. 1.

Рис. 1. Общий вид образца и его кристаллографическая ориентация.

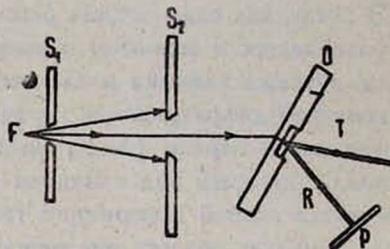


Рис. 2.

Рис. 2. Схема эксперимента.

Плоско-параллельные области по обеим сторонам клина позволяли осуществлять однородный изгиб образца механическим четырехточечным способом при помощи устройства, описанного в [10]. После химической обработки образца толщина клина у основания составляла ~ 500 мкм.

Вдоль линий раздела клиновидной области кристалла и его плоско-параллельных участков при изгибе образца возникают дополнительные напряжения. Во избежание побочных эффектов в эксперименте исследовалась центральная часть клина.

Схема эксперимента приведена на рис. 2, на котором *F* — источник рентгеновского излучения *Сu K_α* с размерами проекции фокусного пятна

400×400 мкм², S_1 и S_2 — щели с ширинами соответственно 50 и 1000 мкм. O — исследуемый образец, P — мелкозернистая фотопластинка. Расстояния между элементами экспериментальной установки следующие: $FS_1 = 5$ см, $S_1S_2 = 18$ см, $S_2O = 18$ см, а расстояние OP в ходе эксперимента изменялось.

Экспериментально исследовались три состояния образца: образец не изогнут ($R = \infty$), образец изогнут и обращен к падающему рентгеновскому пучку вогнутой стороной ($R = 1$ м), он обращен выпуклой стороной ($R = -1$ м). Радиус изгиба образца измерялся известным двухкристалльным методом [11]. В каждом состоянии образца снималась серия секционных топограмм, одна из которых (при $R = -1$ м) приведена на рис. 3. На всех девяти топограммах измерялось расстояние между максимумами линий $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$. Результаты измерений приведены в таблице.

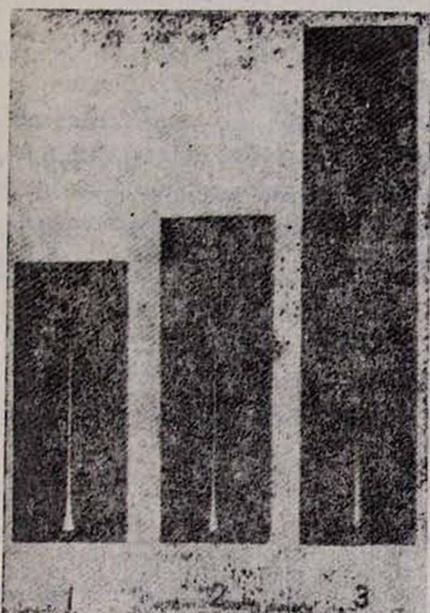


Рис. 3. Секционные топограммы, снятые при падении рентгеновского пучка на выпуклую поверхность изогнутого образца при различных расстояниях кристалл-фотопластинка: 1) 6 см, 2) 20 см, 3) 50 см.

Таблица

Экспериментальные ($\Delta y_{\text{экс}}$) и теоретические ($\Delta y_{\text{теор}}$) значения расстояния между $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$ -линиями на топограммах при различных значениях величины и знака радиуса изгиба кристалла (R) и расстояния (ΔL) кристалл-фотопластинка.

R (м)	∞			1			-1		
ΔL (см)	5	30	70	10	80	105	6	20	50
$\Delta y_{\text{экс}}$ (мкм)	150	0	-250	235	0	-90	90	0	-210
$\Delta y_{\text{теор}}$ (мкм)	151	0	-241	228	5	-89	94	-11	-234

3. Теоретическая часть

Известно, что при симметричной лауэвской дифракции расходящегося полихроматического рентгеновского пучка на идеальном кристалле в дифрагированном пучке получается действительное изображение рентгеновского источника на расстоянии L_h от кристалла, равном расстоянию L_0 источника рентгеновского излучения от кристалла [12, 13].

При изгибе монокристаллической пластины углы, которые составляют рентгеновские лучи с поверхностью кристалла, меняются и, следовательно, условие $L_h = L_0$ нарушается. Это непосредственно вытекает из результатов работы [14], посвященной построению количественной теории фокусирующих рентгеновских спектрометров с изогнутым кристаллом, где получено выражение, определяющее линейную дисперсию D_x лауэ-дифракционных рентгеновских спектрометров с изогнутым кристаллом:

$$D_x \equiv \frac{dx}{d\lambda} = \lambda^{-1} \gamma_h^{-1} \operatorname{tg} \theta_B (L_h - \alpha_0^{-1} \alpha_h b L_0). \quad (1)$$

Здесь b — коэффициент асимметричности образца, λ — длина рентгеновской волны, $\gamma_h = \cos \varphi_h$, φ_h — угол, который составляет внутренняя нормаль кристалла с направлением распространения дифрагированного излучения, θ_B — средний угол Брэгга, а α_0 и α_h определяются выражениями

$$\alpha_0 = \kappa \gamma_0^2 + 4(B - C)L_0, \quad (2)$$

$$\alpha_h = \kappa \gamma_h^2 (B - A)L_h, \quad (3)$$

где $\kappa = \omega/c$, ω — циклическая частота рентгеновских лучей, c — скорость света. Коэффициенты A , B и C в случае механического изгиба определяются соотношениями

$$-A + B = 4^{-1} R^{-1} \kappa \gamma_h, \quad (4)$$

$$B - C = 4^{-1} R^{-1} \kappa \gamma_0. \quad (5)$$

Здесь R — радиус изгиба кристалла, $\gamma_0 = \cos \varphi_0$, где φ_0 — угол между внутренней нормалью кристалла и направлением распространения прошедшего излучения.

Из (1) видно, что условие образования изображения рентгеновского источника есть

$$L_h = \alpha_0 \alpha_h b L_0, \quad (6)$$

откуда при наших условиях $b = 1$, $\gamma_0 = \gamma_h = \gamma$ и с учетом соотношений (2)–(5) для L_h получаем выражение

$$L_h = \gamma R (\gamma R - 2L_0)^{-1} L_0. \quad (7)$$

Согласно этой формуле, в случае неизогнутого кристалла действительно выполняется условие $L_h = L_0$. В случае, когда пучок падает на вогнутую поверхность изогнутого кристалла, действительное изображение источника рентгеновского излучения получается только при условии $L_0 < R\gamma/2$,

причем в этом случае $L_h > L_0$. При $L_0 = R\gamma/2$, $L_h \rightarrow \infty$, т. е. получается фокусировка типа параллельный пучок — в точку [15] (в плоскости дифракции). Если $L_0 > R\gamma/2$, всегда $L_h < 0$, и изображение источника рентгеновского излучения является мнимым.

Если пучок рентгеновских лучей падает на выпуклую поверхность кристалла, то во всех случаях изображение источника является действительным ($L_h > 0$), причем всегда удовлетворяется условие $L_h < L_0$.

При исследовании динамических эффектов рассеяния рентгеновских лучей в изогнутых кристаллах следует обратить внимание на то, чтобы удовлетворялось условие динамической дифракции [16]:

$$\frac{\sigma}{4B} \gg 1, \quad (8)$$

где

$$\sigma^2 = \frac{x^2 \gamma_0 \gamma_h (\chi_h \chi_{\bar{h}})}{4 \sin^2 2\theta},$$

а χ_h , $\chi_{\bar{h}}$ — коэффициенты фурье-разложения поляризуемости кристалла. В нашем эксперименте $B = 0$, и это условие удовлетворяется при произвольном значении радиуса однородного изгиба.

Результаты, полученные выше на основе динамической теории рассеяния рентгеновских лучей в изогнутых кристаллах, можно получить также рассмотрением хода лучей. Предположим, что на рис. 4 O — центр окруж-

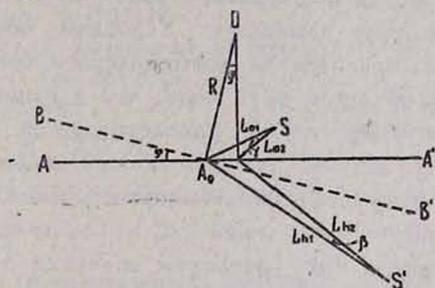


Рис. 4.

ности, по которой изогнут кристалл, S — проекция фокуса рентгеновского излучения, AA' — поверхность кристалла до изгиба, BB' — касательная к этой поверхности после изгиба в точке A_0 , S' — изображение проекции фокуса рентгеновского излучения, α — угол между лучами $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$ характеристических линий до дифракции. Как видно из этого рисунка, имеют место следующие соотношения:

$$\Delta x = R\varphi = \frac{L_0 \alpha}{\cos \theta} = \frac{L_h \beta}{\cos \theta}, \quad (9)$$

где Δx — расстояние между точками на поверхности кристалла, в которых удовлетворяется условие дифракции для $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$ -линий, φ — угол между AA' и BB' , β — угол, который составляют дифрагированные $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$ -линии.

Из (9) путем несложных преобразований получаем выражение

$$L_h = (R \cos \theta - 2L_0)^{-1} R \cos \theta \cdot L_0,$$

которое, имея в виду вышеприведенные обозначения, можно привести к следующей форме:

$$L_h = \gamma R (\gamma R - 2L_0)^{-1} L_0, \quad (10)$$

совпадающей с выражением (7).

Пользуясь вышеприведенными соотношениями и рис. 4, можно также получить формулу для определения расстояния Δy между линиями $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$ на фотопластинке при различных значениях радиуса изгиба кристалла и расстояния кристалл-фотопластинка:

$$\Delta y = (L_0 R \gamma - \Delta L R \gamma + 2\Delta L L_0)(R \gamma - L_0)^{-1} \Delta \theta, \quad (11)$$

где $\Delta \theta = \operatorname{tg} \theta_B \frac{2 \Delta \lambda}{\lambda_1 + \lambda_2}$, а $\Delta L = OP$. Предполагается, что фотопластинка расположена перпендикулярно направлению распространения дифрагированного излучения.

4. Обсуждение полученных результатов

Как видно из выражения (7), при падении немонахроматического рентгеновского излучения на изогнутый образец или на выпуклую поверхность изогнутого образца всегда в дифрагированном пучке получается действительное изображение этого источника. Условием образования действительного изображения при падении рентгеновского излучения на вогнутую поверхность образца является $L_0 < R\gamma/2$, что в нашем эксперименте при $L_0 = 0,3$ м, $R = 1$ м и $\theta_B = 13,65^\circ$ удовлетворяется. Таким образом, во всех трех случаях при удалении фотопластинки P от выходной поверхности кристалла в направлении дифрагированного излучения расстояние между рефlekсами характеристических линий $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$ на секционных топограммах должно уменьшаться. При некотором значении ΔL , зависящем от R , они должны сливаться, образуя изображение источника рентгеновских лучей, а при дальнейшем увеличении ΔL — разделяться и удаляться, меняясь местами. Все эти закономерности хорошо наблюдаются на рис. 3.

По формуле (11) были определены значения Δy на всех топограммах при заданных значениях ΔL и R . Результаты расчетов приведены в таблице, из которой следует, что между результатами экспериментальных измерений и теоретических расчетов имеется хорошее согласие в пределах ошибок эксперимента.

На рис. 3 в рефlekсах $K\alpha_1$, $K\alpha_2$ -линий наблюдается неравномерное распределение интенсивности, причем области топограмм с повышенной интенсивностью соответствуют вершине клиновидной области исследуемого образца. Это обусловлено тем, что у вершины клина ($t \rightarrow 0$) через кристалл проходят не только лучи, падающие на его поверхность под точным углом Брэгга, но и под углами, отличающимися от него на определенную величину $\Delta \theta$. С увеличением t начинает действовать механизм аномально-

го прохождения (при $t = 500$ мкм в нашем случае $\mu t = 18$), и через кристалл проходят лучи, все менее отличающиеся по направлению распространения от θ_B . В итоге происходит уменьшение и интенсивности дифрагированного излучения, и сужение его спектрального состава.

Измерения расстояний между $K\alpha_1$ и $K\alpha_2$ -линиями вдоль клина показали, что с изменением толщины величина Δy не меняется, что следовало ожидать и на основе формулы (11), в которую t не входит.

В заключение авторы выражают благодарность К. Т. Габриеляну за обсуждение полученных результатов.

Ереванский государственный
университет

Получила 8. I. 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Pentng, D. Polder. Phil. Res. Repts., 16, 419 (1961).
2. N. Kato. J. Phys. Soc. Japan, 18, 1785 (1963).
3. U. Bonse. Z. Phys., 177, 385 (1964).
4. S. Takagi. Acta Cryst., 15, 1131 (1962).
5. D. Taupin. Bull. Soc. Franç. Miner. Cryst., 87, 469 (1964).
6. Ф. Н. Чуховский. Кристаллография, 19, 482 (1974).
7. Ф. Н. Чуховский, П. В. Петрашень. ДАН СССР, 222, 599 (1975).
8. П. В. Петрашень, Ф. Н. Чуховский. ЖЭТФ, 69, 477 (1975).
9. Z. Japacek, J. Kuběna, V. Holy. Phys. Stat. Sol. (a), 50, 235 (1978).
10. П. А. Безириаян, А. А. Папоян, О. С. Семерджян. Положительное решение на авторское свидетельство № 2885119.
11. U. Bonse, W. Graeff. Z. Naturforsch, 28 (a), 558 (1973).
12. А. М. Афанасьев, В. Г. Кон. ФТТ, 19, 1775 (1977).
13. П. А. Безириаян. Препринт ЕГУ—ФТТ—4—7, Ереван, 1976.
14. К. Т. Габриелян, Ф. Н. Чуховский, Э. Г. Пинскер. ЖЭТФ, 50, 1641 (1980).
15. О. И. Сумбаев, Е. Г. Лапин. ЖЭТФ, 78, 802 (1980).
16. F. N. Chukovskii, K. T. Gabrielyan, P. V. Petrashen'. Acta Cryst., A34, 610 (1978).

ՌԵՏԳՆԵՑԱՆ ԸԱՌԱՎԱՅՑՄԱՆ ԱՂԲՅՈՒՐԻ ԱՐՏԱՊԱՏԿԵՐՈՒՄԸ ԿԿՎԱՍ ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ ԴԻՖՐԱԿՑՎԱՍ ՓՆՋՈՒՄ

Ա. Ա. ՊԱՊՈՅԱՆ, Պ. Չ. ԲԵԶԻՐԻԱՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ ի տարբերություն շեղված բյուրեղի, որի դեպքում աղբյուր-բյուրեղ հեռավորությունը (L_0) հավասար է բյուրեղ-աղբյուրի իրական պատկեր հեռավորությանը (L_h) երբ ունեցնելու փունջը ընկնում է ճկված բյուրեղի ուղղությամբ մակերևույթին ($R < 0$), անկախ L_0 -ի արժեքից դիֆրակցված փնջում աղբյուրի իրական պատկերը ստացվում է $L_h < L_0$ հեռավորություն վրա: Իսկ երբ փունջը ընկնում է ճկված բյուրեղի զոզավոր մակերևույթին ($R > 0$), աղբյուրի իրական պատկերը ստացվում է միայն $L_0 < R\gamma/2$ պայմանի դեպքում $L_h > L_0$ հեռավորության վրա: Փորձնականորեն հետազոտված է ունեցնելու ճեղքափայլման աղբյուրի արտապատկերումը դիֆրակցված փնջում հետազոտվող նմուշի ճկման շառավղի $R = \infty, 1, -1$ արժեքների, ինչպես նաև բյուրեղ-ֆոտոթիթեղ տարբեր հեռավորությունների դեպքում: Հաստատված է քանակական լավ համընկնում փորձնական և տեսական արդյունքների միջև:

THE IMAGE OF X-RAY SOURCE IN THE BEAM DIFFRACTED FROM A BENT CRYSTAL

A. A. PAPOIAN, P. H. BEZIRGANIAN

It was shown that the distance of real X-ray diffraction image of an X-ray source L_h depends not only on the distance from the source to the crystal, but also on the value and sign of the sample curvature R . An expression was obtained for the distance between the reflexes of characteristic lines $K\alpha_1$, $K\alpha_2$ in terms of R at an arbitrary distance ΔL of photoplate from the crystal.