ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА ЭФФЕКТ ФОКУСИРОВКИ УЗКИХ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ В ДВУХБЛОЧНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ

С. А. АЛАДЖАДЖЯН, Ф. О. ЭЙРАМДЖЯН, К. Г. ТРУНИ, П. А. БЕЗИРГАНЯН

Приводятся результаты экспериментального исследования влияния тепловой деформации блоков двухблочного интерферометра по Лауэ на дифракционную фокусировку.

В работах [1, 2] теоретически исследован эффект дифракционной фокусировки узкого реятгеновского пучка в двухблочном интерферометре. В работах [3, 4] приведены экспериментальные подтверждения этого явления. Как показано в работе [1], явление дифракционного стягивания узких рентгеновских болновых пакетов может успешно применяться в различных областях рентгеновских исследований (рентгеновская топография, спектроскопия). Поэтому большое значение приобретает исследование влияния различных типов деформаций на это явление.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования влияния тепловой деформации блоков двухблочного интерферометра по Лауэ на дифракционную фокусировку. Для объяснения экспериментальных результатов проведены также теоретические расчеты, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Экспериментальная часть

Экспериментальные исследования проводились на установке УРС-60 (трубка БСВ-11, при режиме 35 кв, 10 ма) на дифракционной камере типа КРС. Использовался двухблочный интерферометр с от-





ражениями (220) и толщиной блоков $z_1 = z_2 = 0,5$ мм; излучение--МоКа. Узкий рентгеновский пучок, кол-

лимированный коллиматором длиной 430 мм (расстояние щели коллиматора от фокуса рентгеновской трубки), падает на первый блок интерферометра под углом Вульфа-Брэгга (относительно отражающих плоскостей) и расщепляется на два пучка (E_0 , E_1), которые, в свою очередь, расщепляются во втором блоке. Таким образом, на выходной поверхности второго блока полу-

чаются две пары пучков E_{00} , E_{01} и E_{10} , E_{11} (рис. 1). Снимок, полученный после второго блока, приведен на рис. 2.

Для объяснения распределения интенсивностей в линиях E_0 , E_1 , E_{00} , E_{11} , E_{10} и E_{11} рассмотрим теоретическую схему этих линий.

После первого блока в дифрагированном пучке E_1 (рис. 1) наблюдается краевой эффект. На краях этого пучка интенсивность имеет максимальное значение, так как $\mu t = 0,78$, а между ними наблюдается



Рис. 2. Топограмма, полученная от двухблочного интерферометра.

серия линий с интенсивностями, значительно меньшими по сравнению с краевыми линиями. Пучск E_0 , выходящий из первого блока в направлении падения, имеет асимметричное распределение интенсивностей (вну тренний край пучка слабее, а внешний — сильнее). Однако это распределение экспериментально трудно наблюдать, так как оно попадает в область первичного пучка.

В центре пучка E_{01} амплитуда волнового поля достигает максимума, полуширина которого порядка экстинкционной длины. У краев этого пучка волновое поле осциллирует с уменьшающейся амплитудой, обращаясь в нуль на границах пучка. В центре пучка E_{10} наблюдается двойной пик; высота этого пика, однако, по порядку сопоставима с уровнем фона, в отличие от пучка E_{01} , где максимум в центре примерно на два порядка превышает фон. Пучок E_{11} является зеркальным отражением пучка E_{10} с несущественной для интенсивности разницей в фазовом множителе. В пучке E_{00} наблюдается тот же пик в центре пучка, однако он оказывается подавленным кинематическим изображением входной щели у характеристики, соответствующей направлению прохождения.

Для экспериментального исследования влияния тепловой деформации на явление дифракционной фокусировки с помощью точечного нагревателя проводились тепловые деформации различных областей блоков интерферометра. На верхних гранях блоков в участках I, II и III (рис. 1) были созданы разности температур между блоками в интервале от 0 до 120°С. Снимались исходные секционные топограммы при тепловых деформациях областей I, II и III; соответствующие микрофотометрические кривые приведены на рис. Зб, в и г.



Рис. 3. Микрофотометрические кривые, полученные при тепловых деформациях разных облучаемых областей интерферометра. Рис. 4. График зависимости относительных интенсивностей пучков E_{11} , E_{10} и E_{61} от тепловой деформации: \blacksquare — график пучков E_{11} , E_{10} ; 0 — график пучка

E ...

Как видно из рис. 3, тепловая деформация в области I сильно влияет на дифракционную интенсивность пучка E_{11} , причем с повышением температуры интенсивность увеличивается. В двукратно дифрагированном пучке E_{01} (одиночная дифракционная линия) интенсивность в фокусе падает с повышением температуры.

При деформации второго блока в области II наблюдается увеличение интенсивности в пучке E_{10} . Интенсивность в фокусе E_{01} также падает, как и при деформации первого блока. При тепловой деформации второго блока в области III интерференционная картина изменяется аналогично случаю с тепловой деформацией в области II.

Основные результаты экспериментальных исследований приведены на рид. 3 и 4 в виде соответствующих микрофотометрических кривых и графиков зависимости интенсивности линий от тепловой деформации. Как видно из этих графиков, изменение интенсивности пучков в зависимости от деформации характеризуется тем, что в пучке E_{01} интенсивность линии фокуса с увеличением тепловой деформации падает по параболическому закону, тогда как интенсивность в пучках E_{10} и E_{11} растет параболически. Кроме изменений в распределении интенсивностей в пучках интерферометра наблюдается раздвоение максимумов внутри пучка, что четко видно из приведенных топограмм, а также из соответствующей микрофотометрической кривой (рис. 2, 3*a*).

362

Теоретическое обоснование и обсуждение полученных результатов

Как известно, распространение волновых полей в кристаллах описывается телеграфным уравнением с постоянными коэффициентами в случае деформированных кристаллов [5]

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{i\alpha}{2}\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x}\right) + \frac{\chi^2}{4}\right] E_i = 0.$$
(1)

Здесь выбрана безразмерная система координат [5, 6], в которой ось х антипараллельна вектору дифракции, а $2\theta_B = 90^\circ$ ($\theta_B -$ угол Брэгга) « характеризует локальное смещение атома в деформированном кристалле:

$$\alpha(\mathbf{r}) = \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x}\right) (\mathbf{h}\mathbf{u}),\tag{2}$$

где h — вектор обратной решетки, а u (r) — функция локального смещения атома,

$$\chi = \sqrt{\chi_1 \chi_{-1}} C,$$

χ₁ и χ₋₁ — фурье-компоненты поляризуемости кристалла для прямого и обратного векторов дифракции, C — поляризационный фактор.

Общее решение уравнения (1) в случае $\alpha \neq \text{const}$ математически невыполнимо. С другой стороны, качественное объяснение наблюдаемых картин может быть дано и при $\alpha = \text{const.}$ В такую группу деформаций входят деформации, для которых **u**(**r**) является линейной функцией от x и y.

При а = const с помощью функции Римана [5, 6] общее уравнение записывается в виде

$$E_{1}(x, z) = \int G_{ij}(x - x', z) E_{1}(x', z) dx', \qquad (3)$$

где G_{ij} — функция влияния [5], которая выражается через функцию Римана

$$G(x, z) = \frac{1}{2} \int_{0} \left(\frac{\chi}{2} \sqrt{z^{2} - x^{2}} \right) e^{-\frac{i\pi}{4}(z-x)} \theta(z - |x_{i}|), \qquad (4)$$

Jo (r) — функция Бесселя нулевого порядка.

Если на поверхность $z_1 = 0$ первой пластины падает пучок δ -образного вида, то волновое поле в первой пластине дается функциями влияния G_{ij} .

Во второй пластине с учетом разориентировки двух пластин амплитуды волновых полей выражаются свертками следующего типа [1].

$$E_{00}(x, z_1+z_2+d) = \int e^{\frac{la}{4}x'} G_{00}(z_2, x-x') G_{00}(x'-d, z_1) dx',$$

$$E_{10}(x, z_1 + z_2 + d) = \int e^{\frac{i\alpha}{4}x'} G_{10}(z_2, x - x') G_{00}(x' - d, z_1) dx',$$
(5)

$$E_{01}(x, z_1 + z_2 + d) = \int e^{\frac{lx}{4} x'} G_{01}(z_2, x - x') G_{10}(x' + d, z_1) dx',$$

$$E_{11}(x, z_1+z_2+d) = \int e^{\frac{la}{4}x'} G_{11}(z_2, x-x') G_{10}(x'+d, z_1) dx'.$$

Заметим, что при $\alpha = 0$ сразу получаются свертки для случая двух идеальных с параллельными пластинами интерферометров [1].

Рассмотрим представляющий наибольший интерес дважды дифрагированный пучок E_{01} . Как и в [1], переходя от свертки к фурье-разложению, амплитуду этого пучка можно представить в виде

$$E_{01} = -\frac{\chi^2}{16} e^{-\frac{l\alpha}{4}(z-x)} \int_{e}^{1} d\omega e^{l\omega x} \times$$

$$\times \frac{\sin z_1 \sqrt{\left(\omega - \frac{\alpha}{2}\right)^2 + \frac{\chi^2}{4}} \sin z_2 \sqrt{\left(\omega + \frac{\alpha}{2}\right)^2 + \frac{\chi^2}{4}}}{\sqrt{\left(\omega - \frac{\alpha}{2}\right)^2 + \frac{\chi^2}{4}} \sqrt{\left(\omega + \frac{\alpha}{2}\right)^2 + \frac{\chi^2}{4}}}, \qquad (6)$$

$$z = z_1 + z_2.$$

Точное вычисление интеграла (б) невыполнимо, однако ограничиваясь членами α^2 (малые деформации) и разлагая подынтегральную функцию в ряд по α , получим

$$I = I_0 + \frac{a^2}{4} I_1,$$
 (7)

$$I_{0} = -\frac{\chi^{2}}{16} e^{-i\frac{\alpha}{4}(z-x)} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega e^{i\omega x} \frac{\sin z_{1}}{\omega^{2} + \frac{\chi^{2}}{4}},$$

где

Влияние тепловой деформации на эффект фокусировки

$$I_{1} = \frac{\gamma^{2}}{16} e^{-l\frac{\pi}{4}(z-x)} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} d\omega e^{l\omega x} \frac{z\cos z \sqrt{\omega^{2} + \gamma^{2}/4} \sin z \sqrt{\omega^{2} + \gamma^{2}/4}}{(\omega^{2} + \gamma^{2}/4)^{3/2}} - \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega e^{l\omega x} \frac{z^{2} \omega^{2} \sin^{2} z \sqrt{\omega^{2} + \gamma^{2}/4}}{(\omega^{2} + \gamma^{2}/4)^{2}} - \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega e^{l\omega x} \frac{\omega^{2} z \cos z \sin z \sqrt{\omega^{2} + \gamma^{2}/4}}{(\omega^{2} + \gamma^{2}/4)^{5/2}} - \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega e^{l\omega x} \frac{\sin^{2} z \sqrt{\omega^{2} + \gamma^{2}/4}}{(\omega^{2} + \gamma^{2}/4)^{2}} + 3 \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega e^{l\omega x} \frac{\omega^{2} \sin^{2} z \sqrt{\omega^{2} + \gamma^{2}/4}}{(\omega^{2} + \gamma^{2}/4)^{3}} \right].$$

Интеграл I_0 вычисляется аналогично [2], и при $\chi |z| \gg 1$ и $|x| \ll z$ он равен

$$I_{0} = - \frac{\pi}{2(\chi/2)} \frac{\chi^{2}}{16} e^{-i\frac{\pi}{4}(z-x)} e^{-\chi/2|x|}.$$

При тех же условиях І1 равняется

$$I_{1} = \frac{\chi^{2}}{16} \frac{\pi}{2(\chi/2)} e^{-\frac{\chi}{2}|\mathbf{x}|} \left[\frac{7}{8} \frac{1 + \frac{\chi}{2}|\mathbf{x}|}{(\chi/2)^{2}} + \frac{z^{2}}{2} \frac{\chi}{2} + \frac{z^{2}}{2} - \frac{3z^{2}}{8} \right].$$

Итак, при $\chi |z| \gg 1$ и $|x| \ll z$ окончательно имеем.

$$E_{01} = \frac{\pi \chi}{16} e^{-\frac{i\pi}{4}(z-x)} e^{-\frac{\chi}{2}|x|} \left[1 - \frac{\alpha^2}{4} \left(\frac{z^2 \chi |x|}{4} + \frac{z^2}{2} - \frac{3x^2}{8} \right) \right]$$
(7)

В результате интенсивность личии в зависимости от α падает по параболическому закону и тем быстрее, чем больше 7, что и наблюдается на эксперименте.

Полученная формула (7) объясняет также наблюдаемое на эксперименте явление раздвоения линий. Действительно, как видно из (7), при $\alpha = 0$ максимум интенсивности наблюдается в точке x = 0. Однако нетрудно убедиться в том, что в разориентированном интерферометре ($\alpha \neq 0$) имеется два максимума, не находящихся в точке x = 0. Раздвоение линии в интерферометре без тепловой деформации. (рис. 2), естественно, объясняется деформациями внутри блоков интерферометра, а также их взаимной разориентировкой.

Явление раздвоения можно объяснить в лучевом приближении. В недеформированном кристалле амплитуда волнового поля с. помощью. фурье-разложения Римана записывается в виде

$$E_{01} \sim \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \ e^{i\omega x} \ \frac{\sin z_1 \sqrt{\omega^2 + \frac{\chi^2}{4} \sin z_2} \sqrt{\omega^2 + \frac{\chi^2}{4}}}{\omega^2 + \frac{\chi^2}{4}}.$$
 (8)

Представляя подынтегральную функцию (8) в виде экспоненты и применяя метод стационарной фазы [2, 7], можно определить траекторию луча внутри кристалла. При этом получаются две пары пучков, уравнения которых при $\alpha = 0$ есть

$$x \pm (z_1 \pm z_2) \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \frac{\chi^2}{4}}} = \text{const}, \qquad (9)$$

$$x \pm |z_1 \mp z_2| - \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + \frac{\chi^2}{4}}} = \text{const.}$$
(10)

Первая пара пучков (9) соответствует траекториям с расходящимся веером, а вторая пара пучков — траекториям со сходящимся веером, дающим фокус в точке $x = z_1 - z_2 = 0$.

В случае деформированного интерферометра соответствующие траектории имеют вид

$$x \pm \frac{\left(\omega - \frac{\alpha}{2}\right)z_{1}}{\sqrt{\left(\omega - \frac{\alpha}{2}\right)^{2} + \frac{\gamma^{2}}{4}}} \pm \frac{z_{2}\left(\omega + \frac{\alpha}{2}\right)}{\sqrt{\left(\omega + \frac{\alpha}{2}\right)^{2} + \frac{\gamma^{2}}{4}}} = \text{const}, \quad (11)$$
$$x \pm \frac{\left(\omega - \frac{\alpha}{2}\right)z_{1}}{\sqrt{\left(\omega - \frac{\alpha}{2}\right)^{2} + \frac{\gamma^{2}}{4}}} \mp \frac{z_{2}\left(\omega + \frac{\alpha}{2}\right)}{\sqrt{\left(\omega + \frac{\alpha}{2}\right)^{2} + \frac{\gamma^{2}}{4}}} = \text{const}. \quad (12)$$

Как видно из (9) и (10), из выходной поверхности выходят две пары пучков, траектории которых — прямые, причем для одной пары пучков она будет сходящимся веером (x = 0, $z_1 - z_2 = 0$), а для другой — расходящимся веером (x = 0, $z_1 + z_2 = 0$). Как видно из (11) и (12), для деформированных кристаллов ($a \neq 0$) точки сходимости вееров находятся или в кристалле, или вне кристалла, а не на выходных поверхностях кристалла. Так как вышеупомянутый интерферометр был изготовлен из почти идеального монокристалла, то в дважды дифрагированном пучке E_{01} (рис. 1) наблюдалось явление стягивания, следующее из (9) и (10).

При нагревании областей I, II и III на 120°С интенсивность линий фокуса сильно падает, что объясняется выражением (7), так как для данного интерферометра при определенном значении αE_{01} стремится к нулю. Так как при нагревании блоков интерферометра возникают напряжения (кристалл деформируется), то надо пользоваться выраже-

:366

ниями (11) и (12), а не (9) и (10); с повышением температуры линия фокуса расширяется и для некоторой определенной температуры в пучке E_{01} получается однородное распределение интенсивности, т. е. стягивание не наблюдается. Если при деформации области I (рис. 36) интенсивность в пучке E_{01} уменьшается, то в пучке E_{11} она увеличивается (рис. 36). При деформации областей II и III сильно меняется: интенсивность в пучке E_{10} .

При изменении рэсходимости (порядка до 5 угловых секунд) и ширины (порядка 10 *мкм*) пучка получается раздвоение линий (рис. 2), которое обусловлено внутренними незначительными нарушениями структур кристаллов. Раздвоение не получается в случае абсолютно идеального кристалла ($\alpha = 0$) при больших напряжениях, так как с увеличением деформации (температуры) линии раздвоения расширяются.

Итак, исходя из вышеприведенного можно констатировать следующее.

1. Явление стягивания волнового пакета наблюдается в случае идеального (недеформированного) кристалла. С увеличением степени деформации (повышением температуры одной части облученного участка) интенсивность линии фокуса E_{01} уменьшается, расширяется ширина линии и при определенной относительной деформации она размазывается и получается однородная интенсивность по всему сечению дифрагированного пучка.

2. При создании тепловых деформаций на участках I, II и III (рис. 1, 3) уменьшается интенсивность в пучке E_{01} , но интенсивность в пучках E_{10} и E_{11} увеличивается, т. е. умеяьшение E_{01} сопровождается увеличением E_{10} и E_{11} .

3. При узком падающем пучке получается раздвоение дифракционных линий, которое возникает вследствие незначительных внутренних напряжений в кристаллических блоках интерферометра.

Ереванский государственный университет

Поступила 28.VI.1975

ЛИТЕРАТУРА

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

2. N. Kato, K. Usami, T. Kotagawa. Adv. X-Ray Anal., 10, 45 (1967).

3. Э. В. Суворов, В. И. Половинкина. Письма ЖЭТФ, 20, 3 (1974).

4. П. А. Безирганян, Г. М. Аладжаджян, К. Г. Труни. Изв. АН АрмССР, Физика, 10, 449 (1975).

5. В. Л. Инденбом, Ф. Н. Чуховский. УФН, 107, 229 (1972).

- 6. Э. Г. Пинскер. Динамическая теория рассеяния рентгеновских лучей в идеальных кристаллах, М., 1974.
- 7. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики, Изд. Наука, М., 1979.

.ԵՐԿԲԼՈԿՅԱ ԻՆՏԵՐՖԵՐՈՄԵՏՐՈՒՄ ՋԵՐՄԱՅԻՆ ԴԵՖՈՐՄԱՑԻԱՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՆԵՂ ԱԼԻՔԱՅԻՆ ԾՐԱՐՆԵՐԻ ՖՈԿՈՒՍԱՑՄԱՆ ԷՖԵԿՏԻ ՎՐԱ

וו. 2. עועצעצטע, 3. 2. ופרעעצטע, 4. 9. הרחדער, ק. 2. הטפרריענטענ

Աշխատանքում բերված է Լաուէի դեպքի երկբլոկյա ինտերֆերոմետրում ջերմային դեֆորմացիաների ազդեցունյունը դիֆրակցիոն ֆոկուսացման վրա։ Յույց է տրված, որ ինտերֆերոմետրի ճառագայնվող տիրույններում կիրառված ջերմային դեֆորմացիաները տարբեր ձևով են ազդում դիֆրակցված փնջերի ինտենսիվունյունների վրա։ Ընկնող նեղ փնջի և փոքր դեֆորմացիաների դեպքում ստացվում է դիֆրակցիոն գծերի ձեղջում։ Բերված են նաև տեսական հաշվարկներ՝ ստացված փորձնական արդյունքների բացատրման համար։

THE EFFECT OF HEATING DEFORMATIONS IN TWO BLOCK INTERFEROMETERS ON THE FOCUSSING OF WAVE-PACKETS

S. H. ALADZHADZHYAN, F. H. EJRAMDZHYAN, K. G. TRUNI, P. H. BEZIRGANYAN

The effect of heating deformations in two block interferometers on the diffraction focussing is studied. The heating deformations in the radiated areas of the interferometer are shown to have different effect on the intensity of the diffracted beams. In case of a narrow incident beam and small deformations the diffracted beams are splitted. The calculations well agree with the experimental results.