Известия НАН Армении, Физика, т.38, №4, с.272-277 (2003)

УДК 548.732

# ФОКУСИРОВКА РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ С УЗКИМ ПУЧКОМ

# Л.А. АРУТЮНЯН, Г.М. ОГАНЕСЯН

#### Ереванский государственный университет

## К.Г. ТРУНИ

Интернациональная академия науки и технологии, Лос Анджелес, США

## (Поступила в редакцию 2 апреля 2003 г.)

Рассмотрена задача дифракционной фокусировки узкого рентгеновского пучка в модифицированной схеме LL интерферометра. Урезанием плосковолновых компонент в угловом спектре дифрагированного от первой пластины рентгеновского излучения достигнута более высокая резкость дифракционного пика. Рассчитано пространственное распределение интенсивности в дважды дифрагированном пучке, дано обоснование сужению максимума в этом пучке. Показана возможность применения этой схемы в качестве спектрометра высокого разрешения.

#### 1. Введение

Как известно, фокусировка жесткого рентгеновского излучения с помощью обычных преломляющих линз, используемых в видимой области электромагнитных волн, практически невозможна из-за слишком маленького коэффициента преломления рентгеновских лучей. Это заставляет прибегнуть к альтернативным подходам, в частности, основанным на следующих принципах: динамической дифракции рентгеновских лучей в идеальных [1,2] и упруго изогнутых кристаллах [3-5], сочетании дифракции рентгеновских лучей в кристаллах с пространственной модуляцией отраженного пучка (так называемые брэгг-френелевские линзы) [6-9], использовании составных преломляющих линз [10,11].

Настоящая работа посвящена модификации ставшей уже классической схемы фокусировки рентгеновских лучей с использованием динамической дифракции в П-образном интерферометре [12]. В оригинальной схеме, в результате последовательной лауэвской дифракции узкого рентгеновского пучка в двух блоках интерферометра, при достаточной ширине межблочного расстояния, дифракционные пучки разделяются, не накладываясь друг на друга (рис.1). При этом в дважды отраженном пучке равнотолщинного LL интерферометра образуется острый пик с пространственным распределением

$$\psi_{01} \sim \exp(-|\mathbf{x}|/\Delta) \tag{1}$$

(в расчетах пренебрегается поглощением излучения). Здесь x – обычная координата, антипараллельная вектору дифракции с началом в точке пересечения падающей  $\delta$ -образной волны с входной поверхностью первого блока интерферометра,  $\Delta = (\Lambda/\pi) \operatorname{tg} \theta$ ,  $\Lambda = \lambda \cos \theta / |\chi|$  – экстинкционная длина,  $\lambda$  – длина волны падающего излучения,  $\chi$  – эффективная (с учетом поляризационного фактора) фурье-компонента поляризуемости кристалла для данного вектора дифракции,  $\theta$  – угол Брэгга. Для излучения MoK<sub>*a*1</sub> и отражения Si(220) полуширина пика интенсивности составляет<sup>1</sup>  $\Delta \ln 2 = 1.51$  мкм, а высота пика при толщине кристаллических блоков z = 450 мкм на два порядка превышает интенсивность фона.



Рис.1. Ход лучей в двухблочном интерферометре. В обычной схеме непрозрачный экран (а) отсутствует.

В работе [13] исследовано влияние отклонения от "идеальности" различных параметров эксперимента (поглощение, конечная ширина, угловое и спектральное распределение падающего пучка, разнотолщинность и разориентация блоков интерферометра) на качество динамической фокусировки.

В данной работе показана возможность использования предложенной схемы в качестве спектрометра, а также для передачи рентгеновского изображения.

## 2. Модификация схемы фокусировки

Анализ явления дифракционного стягивания узкого рентгеновского пучка [14] в LL интерферометре показывает, что высокая резкость дифракционного пика в дважды отраженном пучке обусловлена вкладом пространственных частот в фурье-спектр дифрагированных пучков,

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> При оценке острого пика следует иметь в виду, что распределение интенсивности вблизи пика не гауссовское, как обычно, а описывается выражением (1).

сильно удаленных от условия Брэгга. Это наводит на мысль, что урезанием центральной части пучка можно значительно уменьшить ширину фокусного пика, сделав его более острым.

С этой целью в описанной выше схеме динамической фокусировки нами предлагается непрозрачным экраном, помещенным в межблочной шели на пути отраженного от первого блока излучения, урезать его центральную часть, оставляя два пучка с равной шириной от краев общего отраженного пакета (рис.1). Обозначим через  $\alpha$  часть волнового фронта, закрываемую непрозрачным экраном:  $\alpha = l/(2z \operatorname{tg} \theta) (l - ширина$ экрана).

Расчет распределения интенсивности дважды отраженного пучка на выходной поверхности интерферометра проведен численным интегрированием уравнений Такаги [15,16]. На рис.2 приведены результаты вычислений (излучение MoK<sub> $\alpha_1$ </sub>, отражение Si(220), толщины блоков интерферометра z = 450 мкм) при отсутствии (рис.2а) и наличии непрозрачного экрана с шириной, соответствующей  $\alpha = 0.7$  (рис.2б). Как видно из сравнения графиков, наличие непрозрачного экрана приводит к уменьшению ширины фокусного пика в 2.4 раза, ценой уменьшения высоты пика интенсивности в 5 раз. При наличии экрана фон вблизи пика остается незначительным, однако на краях дифракционной картины образуются модуляции интенсивности.



Рис.2. Распределение интенсивности при дважды отраженном пучке в отсутствии (а) и наличии (б) экрана в межблочной щели интерферометра ( $\alpha = 0.7$ ). В верхних правых углах графиков приведены увеличенные изображения их центральных частей.

В таблице 1 приведены расчетные значения высот и полуширин пика дважды отраженного пучка при различных размерах непрозрачного экрана. С увеличением размера экрана уменьшается размер фокусного пятна, ценой уменьшения высоты пика. Некоторое отличие "полуширины пика" при  $\alpha = 0$  от приведенного выше численного значения, основанного на выражении (1), может быть обусловлено пренебрежением поглошения и фона в уравнении (1).

Табл.1. Расчетные значения высот  $(I_{max})$  и полуширин ( $\Delta x$ ) пика дважды отраженного пучка при различных размерах непрозрачного экрана.

α	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
Imax	1.0	0.772	0.575	0.520	0.454	0.368	0.272	0.203	0.140	0.068
$\Delta x(MKM)$	1.741	1.495	1.263	1.195	1.110	0.992	0.846	0.729	0.607	0.430

Нами предлагается следующее качественное объяснение результатов расчета. Как известно, минимально возможный размер фокусного пятна определяется шириной углового спектра образующих фокусное пятно волновых полей. При падающем узком пучке модуль углового спектра напряженности отраженного от первого кристалла рентгеновского пучка имеет вид  $|K_0| = \text{const}/\sqrt{1+\beta^2}$ , где  $\beta$  – параметр, характеризующий угловое отклонение рассматриваемой плосковолновой компоненты от точного брэгговского направления (см. [13]). Известно, что в некоей точке *x* на выходной поверхности первой пластины волновое поле формируется от плосковолновых компонент с параметром  $\beta$ , находящимся в некоторой окрестности вокруг  $\beta_x = \frac{1}{\sqrt{x^2 + g^2}} - x^2$  (два знака в этом выражении соответствуют разным ветвям дисперсионной поверхности). Следовательно, при наличии непрозрачного экрана, для вышеупомянутого углового спектра получаем

 $|K| \approx \begin{cases} \frac{\text{const}}{\sqrt{1+\beta^2}}, & |\beta| \ge \frac{\alpha}{\sqrt{1-\alpha^2}}, \\ 0, & |\beta| < \frac{\alpha}{\sqrt{1-\alpha^2}}. \end{cases}$ 

Хотя наличием непрозрачного экрана отрезается основная часть спектра и тем самым уменьшается интегральная интенсивность, его угловая ширина все же возрастает. Этим, на наш взгляд, и объясняется уменьшение размеров фокусного пятна при наличии непрозрачного экрана.

В основе работы спектрометра с применением дифракционной фокусировки рентгеновских лучей (описанной в [12]) лежит тот факт, что угол Брэгга различен для различных монохроматических компонент падающего излучения. Это означает, что при конечном расстоянии щель-интерферометр волновые пакеты с различной длиной волны будут удовлетворять условию Брэгга в различных точках на входной поверхности интерферометра. Следовательно, для работы спектрометра, а также для получения изображения важно, чтобы параллельное смещение падающего излучения вдоль координатной оси *x* привело лишь к аналогичному смещению фокусного пятна, а не к его искажению. Для обычной схемы дифракционной фокусировки, без непрозрачного экрана, такое требование вполне удовлетворимо, однако при наличии экрана смещение падающего излучения эквивалентно смещению экрана от центра отраженного пучка в противоположную сторону. Для оценки последнего эффекта на рис.3 приведена серия рассчитанных графиков фокусного пятна при различных смещениях (*x*<sub>s</sub>) экрана от центра отраженного пучка. Для описания этого смещения введен безразмерный параметр

$$\gamma = \frac{x_{\rm s}}{z {\rm tg} \theta - 0.51} \; ,$$

равный нулю, когда экран находится в центре отраженного пучка, и ±1, когда край экрана совпадает с краями отраженного пучка.





Как видно из приведенных графиков, при смещении экрана в пределах  $|\gamma| \le 0.6$  основные характеристики фокусного пика почти не меняются, что может служить основанием возможности применения

рассматриваемой схемы в качестве спектрометра.

## ЛИТЕРАТУРА

- 1. А.М.Афанасьев, В.Г.Кон. ФТТ, 19, 1775 (1977).
- V.V.Aristov, V.I.Polovinkina, A.M.Afanas'ev, and V.G.Kohn. Acta Cryst., A36, 1002 (1980).
- 3. К.Т.Габриелян, Ф.Н.Чуховский, З.Г.Пинскер. ЖТФ, 50, 1641 (1980).
- К.Т.Габриелян, Д.И.Пискунов, Ф.Н.Чуховский, Г.О.Демирчян. Письма в ЖЭТФ, 46, 411 (1987).
- U.Lienert, C.Schulze, V.Honkimaki, Th.Tschentscher, S.Garbe, O.Hignette, A.Horsewell, M.Lingham, H.F.Poulsen, N.B.Thomsen, and E.Ziegler. J. Synchrotron Rad., 5, 226 (1998).
- Yu.A.Basov, T.L.Pravdivtseva, A.A.Snigirev, M.Belakhovsky, P.Dhez, and A.Freund. Nuclear Instrum. and Methods, A308, 363 (1991).
- V.V.Aristov, Yu.A.Basov, A.A.Snigirev, V.A.Yunkin, T.Ishikawa, and S.Kikuta, Nuclear Instrum. and Methods, A308, 413 (1991).
- 8. A.Snigirev. Rev. Sci. Instrum., 66, 2053 (1995).
- A.Snigirev, I.Snigireva, P.Bosecke, S.Lequien, I.Schelokov. Optics Communications, 135, 378 (1997).
- 10. A.Snigirev, V.Kohn, I.Snigireva, and B.Lengeeler. Nature, 384, 49 (1996).
- B.Lengeler, C.Schroer, J.Tummler, B.Benner, M.Richwin, A.Snigirev, I.Snigireva, and M.Drakopoulos. J. Synchrotron Rad., 6, 1153 (1999).
- 12. В.Л.Инденбом, И.Ш.Слободецкий, К.Г.Труни. ЖЭТФ, 66, 1110 (1974).
- 13. В.Л.Инденбом, Э.В.Суворов, И.Ш.Слободецкий. ЖЭТФ, 71, 359 (1976).
- 14. Л.В.Левонян. Межвузовский сборник научных трудов, Физика, 3, 42 (1984).
- 15. S.Takagi. J. Phys. Soc. Jap., 26, 1239 (1969).
- 16. Y.Epelboin. Materials Science and Engineering, 73, 1 (1985).

## ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՖՈԿՈՒՍԱՑՈՒՄԸ ՆԵՂ ՓՆՋՈՎ ԻՆՏԵՐՖԵՐՈՄԵՏՐՈՒՄ

## Լ.Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Գ.Մ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Կ.Գ. ԹՐՈՒՆԻ

Դիտված է նեղ ռենտգենյան փնջի դիֆրակցիոն ֆոկուսացման խնդիրը մոդիֆիկացված LL ինտերֆերոմետրում։ Յույց է տրված, որ առաջին թիթեղից դիֆրակցված ճառագայթների անկյունային սպեկտրում որոշ հարթ-ալիքային կոմպոնենտների ճնշման շնորհիվ կարելի է մեծացնել ֆոկուսի պիկի կտրուկությունը։ Հաշվարկված է ինտենսիվության տարածական բաշխվածությունը կրկնակի դիֆրակցված փնջում, հիմնավորված է այդ փնջում մաքսիմումի նեղացումը։ Յույց է տրված այդ սխեմայի որպես բարձր լուծողությամբ ինտերֆերոմետր օգտագործման հնարավորությունը։

## FOCUSING OF X-RAYS IN NARROW BEAM INTERFEROMETERS

#### L.A. HAROUTUNYAN, G.M. HOVHANNISYAN, K.G. TROUNI

The problem of diffraction focusing of a narrow X-ray beam in a modified LL interferometer is considered. It is shown that by cutting off a part of plane wave components in the angular spectrum of X-rays diffracted on the first plate, one could provide diffraction peaks of higher sharpness. For this case the space distribution of intensity in double diffracted beam is calculated, and the narrowing of maximum in this beam is substantiated. The possibility of utilization of this arrangement as a high-resolution spectrometer is shown.