УДК 535.417

ЛАБОРАТОРНЫЙ МИКРОСКОП ФАЗОВОГО КОНТРАСТА ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ОСНОВАННЫЙ НА ТРЕХБЛОЧНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ ИЗ ФРЕНЕЛЕВСКИХ ЗОННЫХ ПЛАСТИН

Л.А. АРУТЮНЯН*

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: levhar@ysu.am

(Поступила в редакцию 12 августа 2021 г.)

Предложено устройство отображения фазового контраста жесткого рентгеновского излучения, основанное на трехблочном интерферометре из френелевских зонных пластин. В устройстве сочетается низкое требование к когерентности исходного излучения (интерферометр работает в режиме деления амплитуды) с оптическим увеличением изображения. Проведено численное моделирование образования изображения, с учетом ограниченного расстояния источник–интерферометр, размера и спектральной ширины источника рентгеновского излучения. Расчеты показывают, что представленное устройство может быть использовано в качестве микроскопа фазового контраста, с использованием лабораторных источников жесткого рентгеновского излучения.

1. Введение

Первое устройство отображения фазового контраста жесткого рентгеновского излучения с применением интерферометрического метода основано на трехблочном интерферометре с лауэвской геометрией дифракции (ЛЛЛ интерферометр) [1,2]. Тестируемый фазовый объект (объект из легких элементов) располагается во втором межблочном пространстве интерферометра, на пути одного из интерферирующих пучков – объектной волны. Это приводит к фазовой модуляции объектной волны, что отражается на расположении и форме образованных в интерферометре интерференционных полос [3]. Восстановление пространственного распределения фазового смещения предметной волны от регистрированной интерференционной картины можно осуществлять одним из следующих методов: «метод преобразования Фурье» [4], или «метод сканирования полос» [5]. Тем не менее, для объектов с достаточно малым фазовым смещением можно использовать прямое отображение [6]. Интерферометр работает в режиме деления амплитуды и не накладывает жестких требований к когерентности исходного излучения. Эта особенность сделала возможной экспериментальную реализацию устройства еще в 60-ых годах прошлого столетия на лабораторных источниках

жесткого рентгеновского излучения, используемых в тот период [1].

Френелевские зонные пластины (ФЗП) широко используются в рентгеновской оптике как для фокусировки излучения, так и для построения изображения [7]. Будучи дифракционными решетками, они обладают разными порядками дифракции. Наличие разных порядков дифракции существенно снижает эффективность фокусировки и порождает проблемы при формировании изображения. Однако, в то же самое время это обстоятельство позволяет использовать ФЗП в интерферометрии, в качестве делителей и анализаторов. Такая особенность ФЗП позволяет совмещать оптическое увеличение изображения с интерференцией еще на этапе формирования изображения.

В настоящее время предложены экспериментальные установки для отображения рентгеновского фазового контраста в режиме оптического увеличения, основанные на интерферометрах из двух ФЗП [8–10]. Однако, эти интерферометры, работают в режиме деления волнового фронта, что резко ужесточает требования, предъявляемые к когерентным характеристикам исходного излучения. Тем не мене, эти требования удовлетворяются на современных синхротронных источниках третьего поколения.

В ранней работе [11] автором настоящей работы предложен трехблочный интерферометр из ФЗП, работающий в режиме деления амплитуды и не предъявляющий жестких требований к когерентности исходного рентгеновского излучения. В работе [6] методом численного моделирования, показана возможность применения этого интерферометра для отображения рентгеновского фазового контраста при использовании плоско-монохроматического исходного излучения.

В работе рассмотрено аналогичное устройство, но с использованием лабораторных источников жесткого рентгеновского излучения. С этой целью предложена модификация указанного интерферометра для конечного расстояния источник–интерферометр. Методом численного моделирования рассмотрена возможность отображения фазового контраста с использованием модифицированного интерферометра, при исходной монохроматической волне из точечного источника. Рассмотрена также случай исходного излучения с ограниченными пространственной и временной когерентностями, имеющие место при лабораторных источниках жесткого рентгеновского излучения.

2. Трехблочный интерферометр для исходной плоской волны

Рассматриваемый интерферометр состоит из трех одинаковых ФЗП. Они имеют общую оптическую ось, а расстояние между соседними ФЗП равняется двойному фокальному расстоянию первого порядка дифракции на ФЗП (см. Рис.1). Исходная плоская волна падает на первую ФЗП параллельно оптической оси, а интерференционная картина регистрируется за третьей ФЗП, на плоскости перпендикулярной оптической оси. С учетом дифракций на ФЗП только в 0, +1 и –1 порядках, в интерферометре образуются 27 каналов распространения



Рис.1. Схематическая диаграмма трехблочного интерферометра для исходной плоской волны. Z1, Z2 и Z3 – блоки интерферометра, K1 и K2 – ножи.

(КР). Рассматривается интерференция между следующими двумя КР: (а) волна дифрагированная в +1 порядке на первом и втором ФЗП, и в нулевом порядке – на третьем; и (b) волна, дифрагированная в нулевом порядке на первом ФЗП, и в +1 порядке – на втором и третьем. Подавление влияния остальных КР на регистрируемую интерференционную картину осуществляется двумя ножами, расположенными на первом и третьем ФЗП, как показано на рис.1. В приближении геометрической оптики, методом построения траекторий лучей, можно показать, что указанные «нежелательные» КР не пересекаются с регистрируемой интерференционной картиной если удаление детектора от третьего блока интерферометра (f) удовлетворяет неравенству

$$f > \max(5/3, R/d - 1)F.$$
 (1)

Здесь *F* и *R* фокальное расстояние первого порядка дифракции и радиус Φ 3П соответственно, а *d* – расстояние краев ножей от оптической оси интерферометра.

Отметим, что эти ножи, помимо подавления «нежелательных» КР, обеспечивают пространственное разделение КР (а) и (b), что важно при отображении фазового контраста.

Как видно из Рис.1, первый блок интерферометра (первый ФЗП) действует как делитель, разделяя исходную плоскую волну в сходящийся (КР (а)) и параллельный (КР (b)) пучки. В первом случае используется порядок дифракции +1, а во втором – 0. Второй блок (зеркало) преобразует расходящийся пучок КР (а) в параллельный, а параллельный пучок КР (b) в сходящийся (в обоих случаях используется порядок дифракции +1). Наконец третий блок (анализатор) преобразует расходящийся пучок КР (b) в параллельный, не изменяя при этом параллельный пучок КР (а) (порядки дифракций +1 и 0, соответственно). Интерферометр работает в режиме деления амплитуды с равными длинами траекторий в обоих КР. Эта особенность существенно снижает требования к когерентности исходного излучения.

Представленный интерферометр можно рассматривать как аналог вышеотмеченного трехблочного интерферометра с лауэвской геометрией дифракции (ЛЛЛ интерферометр). Если в случае ЛЛЛ интерферометра функции делителя и анализатора основаны на разных порядках брэгговской дифракции, то в нашем случае – на разных порядках дифракции на ФЗП. Если в случае ЛЛЛ интерферометра блоки интерферометра меняют направление распространения параллельного пучка, то в нашем случае они меняют сходимость пучка (параллельный пучок преобразуется в сходящийся, расходящийся – в параллельный). Оба интерферометра работают в режиме деления амплитуды, с равными длинами траекторий в обоих КР.

3. Дефокусированные интерферометры

Представленный интерферометр допускает как продольно, так и поперечно дефокусированные разновидности.

3.1. Продольная дефокусировка

Если третий блок интерферометра (анализатор) сместить вдоль оптической оси влево, на расстояние $\Delta f \ll F$, то КР (b) от параллельного пучка преобразуется в слегка расходящийся пучок, с мнимым источником, расположенным слева от анализатора на расстоянии $L_3 = F(F - \Delta f)/\Delta f$, как показано на Рис.2а. В результате интерференции этого пучка с параллельным пучком КР (a) образуется интерференционная картина в форме концентрических полуокружностей с радиусами

$$\rho_n = \sqrt{2\lambda pn} \quad (n = 1, 2, \dots). \tag{2}$$

Здесь $p = L_3 + f + \Delta f = F^2/\Delta f - F + f + \Delta f$ – расстояние отмеченного мнимого источника от плоскости изображения, а λ – длина волны рентгеновского излучения.

Если анализатор смещен в право, то КР (b) преобразуется в слегка сходящийся пучок, что приводит к подобной интерференционной картине с параметром $p = |F^2/\Delta f + F - f + \Delta f|$.

На Рис.2b показана численно моделированная интерференционная картине при смещении анализатора влево. Кроме четко видных полукругов на



Рис.2. (а) ход лучей и (b) численно моделированная интерференционная картина продольно дефокусированного интерферометра при смещении анализатора влево. Пунктирными линиями показаны продолжения лучей КР (b), пересекающихся на мнимом источнике.

рисунке заметны горизонтальные полосы, которые, скорее всего, результат дифракции рентгеновской волны на краях ножей.

Проведенное численное моделирование основано на интегрировании уравнении Гельмгольца методом двумерного преобразования Фурье [12]. Объекты на пути КР (в данном случае – ФЗП и ножи, но в дальнейшем еще и фазовращатель и тестовый объект) считаются плоскими и описываются комплексным амплитудным коэффициентом пропускания, являющиеся функцией от двух координат в плоскости перпендикулярной к оптической оси. Такой упрощенный подход часто используется в рентгеновской оптике. Он основан на малом отличии показателя преломления материалов от единицы и малой расходимостью рентгеновских лучей в интерферометре. Расчеты проведены для CuK_{α1} излучения ($\lambda = 1.54$ Å). Фокальное расстояние ФЗП составляет F = 20 см, количество френелевских зон: N = 760. При таких условиях радиус ФЗП составляет R =153 мкм, а ширина последней зоны: $\Delta r_N = 0.1$ мкм. Глубина травления зонной структуры выбрана 4.07 мкм, что приводит к фазовому скачку на границах зон в 0.4π рад, и, соответственно, расчетному значению эффективности фокусировки первого порядка дифракции $\eta_1 \approx 14\%$ (без учета поглощения излучения в подложке ФЗП). Расстояние края ножа от оптической оси составляет d = 0.2R =30.6 мкм, а плоскости регистрации от интерферометра, при фокусированном интерферометре, f = 4F = 80 см. Смещение анализатора – $\Delta f = 6.0$ мм.

3.2. Поперечная дефокусировка

Если анализатор смещен перпендикулярно оптической оси, то КР (b) наклонится в сторону смещения на угол $\varphi = \tau/F$, где τ – смещение анализатора. В результате на детекторе образуется интерференционная картина в форме параллельных полос, ориентированных перпендикулярно направлению смещения и с периодом $l_{\text{per}} = \lambda/\varphi = \lambda F/\tau = \Lambda^2/\tau$. Здесь $\Lambda = \sqrt{\lambda F}$ – радиус первой зоны Френеля ФЗП. Ход лучей и численно моделированная интерференционна картина для этого случая представлена на Рис.3.



Рис.3. (а) ход лучей и (b) численно моделированная интерференционная картина поперечно дефокусированного интерферометра. Смещение анализатора: $\tau = 4$ мкм. Значения других параметров те же, что и в случае Рис.2b.

4. Отображение фазового контраста при исходной плоской волне

Для отображения фазового контраста, исследуемый фазовый объект (объект из легких элементов, таких как биологические мягкие ткани) размещается во втором межблочном пространстве, как показано на Рис.4. Как видно из рисунка, второе ФЗП, кроме зеркала играет роль конденсора, концентрируя объектную волну на исследуемом объекте. Это важно как для выигрыша в интенсивности, так и для уравновешивания интенсивностей интерферирующих волн (объектной и предметной волн). Третий ФЗП, кроме анализатора играет роль объектива, формируя резкое изображение тестового объекта на плоскости изображения. Расстояние объектной плоскости от точки фокусировки объектной волны (q) и анализатора от плоскости изображения (f) связаны законом формирования изображения в тонкой линзе:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{F+q} + \frac{1}{f},$$
(3)

что приводит к

$$q = F/G, f = F(G+1),$$
 (4)

где G = f/(F + q) – коэффициент оптического увеличения. С целью увеличения угловой апертуры объектива, и тем самым повышения разрешающей способности устройства, уменьшено расстояние края второго ножа от оптической оси (d_2) по сравнению с аналогичным расстоянием для первого ножа (d_1) . Фазовращатель размещен на пути опорной волны, за вторым ФЗП.



Рис.4. Схематическая диаграмма устройства отображения фазового контраста при исходной плоской волне. О – исследуемый объект, I – изображение исследуемого объекта и Р – фазовращатель.

В результате интерференции объектной и опорной волн, распределение интенсивности в плоскости изображения представляется выражением

$$I(\mathbf{r}) = a + b\cos^2(\Delta \varphi(\mathbf{r}')/2).$$
(5)

Здесь

$$a = \left(\sqrt{I_{\text{obj}}} - \sqrt{I_{\text{ref}}}\right)^2, \quad b = 4\sqrt{I_{\text{obj}}I_{\text{ref}}}, \quad \Delta\varphi(\mathbf{r}') = \varphi(\mathbf{r}') - \varphi_{\text{ps}}, \tag{6}$$

 $I_{\rm obj}$ и $I_{\rm ref}$ – интенсивности объектной и опорной волн соответственно, $\phi({\bf r'})$ – фазовое смещение объектной волны вызванное тестовым объектом в точке ${\bf r'}$ объектной плоскости, $\phi_{\rm ps}$ – фазовое смещение опорной волны вызванное

фазовращателем, **r** и **r**' – радиус векторы в плоскости изображения и в объектной плоскости, соответственно (начала этих векторов находятся в точках пересечений отмеченных плоскостей с оптической осью). В (5) векторы **r** и **r**' связаны соотношением $\mathbf{r} = -G\mathbf{r}'$.

При $\phi_{ps} = -\pi$ выражение (5) преобразуется к виду

$$I(\mathbf{r}) = a + b\sin^2(\varphi(\mathbf{r}')/2), \tag{7}$$

что представляет взаимно-однозначное отображение $\phi \to I$, для тестовых объектов настолько малых размеров, что $-\pi < \phi(\mathbf{r}') \le 0$.

Проведено численное моделирование отображения фазового контраста по вышепредставленной схеме. В качестве тестового объекта рассматривается кремниевая пластина с протравленными канавками, образующими прямоугольную сетку (см. Рис.5). Шаг сетки – 956 nm, ширина и глубина канавок – 383 нм и 3.06 мкм, соответственно. Фазовое смещение фазовращателя выбрана $\phi_{ps} =$ $\phi_0 - \pi$, где $\phi_0 - \phi_{a30}$ вое смещение, вызванное кремниевой пластиной без травленных канавок. Такой выбор фазовращателя приводит к отображению тестируемого объекта в виде светлых полос на темном фоне. На Рис.6 представлено численно моделированное изображение тестируемого объекта. Кроме четкого изображения тестируемого объекта, на рисунке заметны искажения в форме полуколец и горизонтальных полос. Автор считает, что эти искажения – результат дифракции рентгеновского излучения на краях ФЗП и ножей. По сравнению с аналогичными искажениями в случае дефокусированных интерферометров (см. Рис.2b и 3b) они более заметны. Это обусловлено малой глубиной канавок тестового объекта (в рассмотренном случае, фазовое смещение, вызванное канавками, составляет всего 0.3 рад). В результате, пучки на плоскости изображения налагаются с большой разностью фаз и в большей степени гасят друг друга. Это увеличивает контраст искажений, на фоне общей интерференционной картины.



Рис.5. Структура исследуемого объекта.

5. Отображение фазового контраста с использованием лабораторных источников рентгеновского излучения

До сих пор был рассмотрен случай исходного плоскопараллельного рентгеновского излучения. Этот упрощенный подход применим для источников,



Рис.6. Численное моделирование отображения фазового контраста в случае исходной плоской волны. Длина волны рентгеновского излучения, а также параметры ФЗП те же, что и в случае вышерассмотренных дефокусированных интерферометров. Расстояния краев ножей от оптической оси составляют $d_1 = 23.91$ мкм и $d_2 = 4.78$ мкм, соответственно, для первого и второго ножей. Коэффициент оптического увеличения изображения составляет G = 8, что соответствует случаю q = F/G = 2.5 см и f = (1 + G)F = 1.8 м.

расположенных достаточно далеко от интерферометра, что в основном достижимо с применением синхротронных источников излучения. Рассмотрим теперь случай, когда расстояние точечного источника от интерферометра настолько мало, что необходимо учитывать искривленность волнового фронта падающего на интерферометр излучения. На Рис.7 представлена модифицированная для этого случая схема интерферометра и ход лучей. Значения основных параметров схемы выбраны согласно следующим соотношениям:

$$F_{2} = \frac{L}{L-F_{1}}F_{1}, \qquad F_{3} = F_{1},$$

$$R_{2} = \frac{L+F_{1}}{L-F_{1}}R_{1}, \qquad R_{3} = R_{1},$$

$$f_{1} = F_{2}, \qquad f_{2} = \frac{L+F_{1}}{L-F_{1}}F_{1}.$$
(8)

Здесь L – расстояние источника излучения от интерферометра, F_i и R_i –



Рис.7. Схематическая диаграмма интерферометра, модифицированного для исходного излучения от точечного источника. S – источник рентгеновского излучения, *L* – расстояние источника излучения от интерферометра.

соответственно фокальное расстояние и радиус *i*-ого ФЗП. Благодаря условиям (8), интерферометр все еще функционируют в режиме деления амплитуды, хотя в данном случае длины траекторий интерферирующих пучков отличаются. При этом максимальная разность хода составляет

$$\Delta l = \lambda N_1 \gamma, \tag{9}$$

где N_1 – количество френелевских зон первого ФЗП, а $\gamma = 2F_1/(L - F_1)$. Требование к степени монохроматичности соответствующей этой разности хода:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} < \frac{\lambda}{2\Delta l} = \frac{1}{2N_1\gamma}.$$
(10)

При типичных экспериментальных условиях ($N \sim 100 \div 1000$, $L \sim 10F_1$) это требование составляет $\Delta \lambda / \lambda < 2.25 \times 10^{-3}$, что вполне достижимо на современных лабораторных источниках жесткого рентгеновского излучения.

На рис.8 приведены результаты численного моделирования отображения фазового контраста с помощью представленного «модифицированного» интерферометра с использованием точечного источника монохроматического рентгеновского излучения.



Рис.8. Численное моделирование отображения фазового контраста с использованием «модифицированного» интерферометра, при исходной монохроматической волны от точечного источника. Источник излучения расположен на оптической оси, на расстоянии $L = 10F_1 = 2$ м от интерферометра. Значения других параметров интерферометра такие же, как и в предыдущем случае, за исключением характеристик второго ФЗП и межблочных расстояний. Последние определяются согласно (8) и составляют: фокальное расстояние и радиус второго ФЗП, соответственно, $F_2 = 22.2$ см, и $R_2 = 187$ мкм, межблочные расстояния равны друг друга и составляют $f_1 + F_2 = f_2 + F_3 = 44.4$ см.

С целью исследования влияния ограниченной когерентности использованного излучения на качество отображения, проведены также расчеты для протяженного источника. Предполагается, что источник состоит из взаимно независимо излучающих точек. Расчеты проведены как для монохроматического, так и квазимонохроматического излучения. Во втором случае, с целью уменьшения процессорного времени, интегрирование по поверхности источника проводилось не по равномерно расположенным точкам, как в первом случае, а только по диагоналям квадратного источника. Размер источника излучения выбран 190×190 мкм², а немонохроматичность во втором случае – $\Delta\lambda/\lambda = 2.2 \times 10^{-3}$.

Как видно из результатов численного моделирования (см. Рис. 9а,9b), ограниченная пространственная когерентность не приводит к заметному ухудшению качества изображения. Белее того, она приводит к подавлению дифракционных искажений, возникающих в изображениях с пространственнокогерентным источником (Рис.6 и 8). Автор считает, что незначительные искажения в случае квазимонохроматической волны – результат вышеотмеченного уменьшения количества точек интегрирования на поверхности источника излучения.

Отметим, что вышеиспользованные характеристики источников излучения вполне достижимы на современных лабораторных источниках рентгеновского излучения.



Рис.9. Численное моделирование отображения фазового контраста, с использованием «модифицированного» интерферометра, при протяженном источнике (а) монохроматического и (b) квазимонохроматического излучения.

6. Заключение

Методом численного моделирования исследована возможность отображения фазового контраста с использованием трехблочного интерферометра из ФЗП. Интерферометр работает в режиме деления амплитуды и не накладывает жестких требований к когерентности исходного излучения. Использование фокусирующих элементов в качестве блоков интерферометра позволяет получать оптически увеличенное изображение объекта. Отметим также концентрацию падающего на объект излучения. Последнее приводит к выигрышу в интенсивности, что особенно важна при использовании лабораторных источников.

Исследована задача отображения фазового контраста при конечном расстоянии источник–интерферометр, как в случае монохроматического точечного источника рентгеновского излучения, так и с учетом размеров и немонохроматичности последнего. Численное моделирование показывает хорошее качество отображения тестового объекта при размерах источника излучения 190×190 мкм², немонохроматичности $\Delta \lambda / \lambda = 2.2 \times 10^{-3}$ и расстояния источник– интерферометр 2 м. Отметим, что ограниченная пространственная когерентность исходного излучения даже улучшает качество отображения путем подавления дифракционных искажений.

На основании вышесказанного можно предположить, что предлагаемая экспериментальная установка может быть использована для отображения фазового контраста в режиме оптического увеличения с использованием лабораторных источников рентгеновского излучения.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. U. Bonse, M. Hart. Appl. Phys. Lett., 6, 155 (1965).
- 2. U. Bonse, M. Hart. Zeitschrift für Physik, 188, 154 (1965).
- 3. A. Momose. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A, 352, 622 (1995).
- 4. M. Takeda, H. Ina, S. Kobayashi. J. Opt. Soc. Am., 72, 156 (1982).
- 5. J.H. Bruning, D.R. Herriott, J.E. Gallagher, D.P. Rosenfeld, A.D. White, D.J. Brangaccio. Appl. Opt., 13, 2693 (1974).
- 6. L.A. Haroutunyan. J. Contemp. Phys., 51, 284 (2016).
- D. Attwood, Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation. Principles and Applications, Cambridge University Press, 1999.
- T. Koyama, Y. Kagoshima, I. Wada, A. Saikubo, K. Shimose, K. Hayashi, Y. Tsusaka, J. Matsui. Jpn. J. Appl. Phys., 43, L421 (2004).
- 9. T. Wilhein, B. Kaulich, J. Susini. Optics Communications, 193, 19 (2001).
- T. Koyama, T. Tsuji, K. Yoshida, H. Takano, Y. Tsusaka, Y. Kagoshima. Jpn. J. Appl. Phys., 45, L1159 (2006).
- 11. L.A. Haroutunyan. J. Contemp. Phys., 50, 292 (2015).
- 12. J. Goodman, Introduction to Fourier Optics, New York: McGraw-Hill, 1996.

HARD X-RAY PHASE-CONTRAST LABORATORY MICROSCOPE BASED ON THREE-BLOCK FRESNEL ZONE PLATE INTERFEROMETER

L.A. HAROUTUNYAN

A device based on a three-block Fresnel zone plate interferometer is proposed for hard X-ray phase-contrast imaging. The device combines a low requirement for the coherence of the initial radiation (the interferometer operates in the amplitude division mode) with an optical magnification of the image. A numerical simulation of the image formation is carried out, taking into account the limited source–interferometer distance, the size and spectral width of the X-ray source. The calculations show that the proposed set-up can be used as a phase-contrast microscope using laboratory hard X-ray sources.