УДК 535.412

РЕНТГЕНОВСКИЕ ЗОННЫЕ ПЛАСТИНКИ В СОЧЕТАНИИ С ДИФРАКЦИОННЫМ ОТРАЖЕНИЕМ

А.Г. ГРИГОРЯН^{1,2}, А.Г. ТОНЕЯН³, М.К. БАЛЯН^{1,2}

¹Научно-исследовательский центр с использованием синхротронного излучения (CANDLE) при Ереванском государственном университете

²Ереванский государственный университет, Армения

³ООО Веб, Ереван, Армения

(Поступила в редакцию 26 ноября 2010 г.)

Теоретически исследована фокусировка рентгеновских лучей с помощью рентгеновских зонных пластинок в сочетании с дифракционным отражением. Получены выражения для фокусного расстояния зонной пластинки в сочетании с двумя или с одним дифракционным отражением. Сделано предложение упростить технологию изготовления зонных пластинок, а также указано на возможность получения зонных пластинок со сверхкороткими фокусными расстояниями. Зонная пластинка в сочетании с дифракционным отражением может стать фокусирующим элементом рентгеновского микроскопа. Ее можно использовать как для фокусировки рентгеновского излучения лабораторных источников, так и для синхротронного излучения.

1. Введение

Как известно, показатель преломления рентгеновских лучей меньше единицы, вследствие чего собирающие линзы рентгеновских лучей должны иметь вогнутую форму. Так как отклонение показателя преломления от единицы порядка $10^{-5} - 10^{-6}$, то фокусное расстояние параболической двояковогнутой рефракционной линзы ($F_0 = R/2\delta$, где R – радиус кривизны линзы в апексе, а \Box – декремент материала линзы) при $R \sim 0.1$ см получается настолько большим, что практическое применение таких линз сталкивается с серьезными проблемами. Однако, как было показано в работах [1,2], с помощью асимметричного брэгговского можно последовательного отражения существенно сократить фокусное расстояние линзы, если ее поместить в зазоре между двумя асимметрично (+*n*,-*n*) отражающими пластинками. Тогда фокусное расстояние линзы станет равным $F = F_0 b^2$, где $b = \gamma_0 / \gamma_h$ – фактор асимметричности, $\gamma_0 = \sin(\theta - \alpha)$, $\gamma_h = \sin(\theta + \alpha)$, α – угол между отражающими плоскостями и входной поверхностью кристалла. Если *b* <<1, то *F* << *F*₀. Величина F_0 уменьшится в 400 раз при b = 0.05 и полученная система будет эквивалентна матрице, состоящей из 400 линз [3-7]. Изображение некоторого точечного источника, находящегося на расстоянии L_s от первого кристалла,

получается на расстоянии L_f , определяемом из известного соотношения $1/L_s + 1/L_f = 1/F$. Отметим также, что волны с различными длинами собираются в одной и той же точке, а увеличение определяется как отношение L_f/L_s .

Очевидно, что основную идею уменьшения или увеличения фокусного расстояния некоторого фокусирующего элемента С использованием асимметричного отражения можно распространить также и на другие фокусирующие элементы. При этом важную роль играет величина фактора асимметричности. Целью настоящей работы является теоретическое исследование влияния асимметричной дифракции на фокусные расстояния рентгеновских зонных пластинок на основе теории, развитой в [1,2]. В статье получены выражения для фокусного расстояния рентгеновских зонных пластинок в сочетании с одним или с двойным асимметричным дифракционным отражением.

2. Зонная пластинка в сочетании с двойным дифракционным отражением

Как известно, рентгеновские лучи можно фокусировать также с помощью зонных пластинок [8-11]. Рассмотрим влияние двойной асимметричной дифракции на фокусирующие параметры другого фокусирующего элемента. С этой целью вместо линзы установим зонную пластинку (рис.1).



Рис.1. Схема зонной пластинки в сочетании с двойным дифракционным отражением. Здесь S – точечный источник рентгеновских лучей, RP – отражающие плоскости, θ – угол скольжения между падающим пучком и отражающими плоскостями, α – угол между отражающими плоскостями и входной поверхностью кристалла, координатные оси *OX*, *OZ* и их начало отсчета *O*, 1D ZP – одномерная зонная пластинка, *O* ' – центр дважды дифрагированного пучка, L_f – расстояние фокусировки, f – фокус.

В данной работе рассматривается только случай монохроматического излучения. Фазу падающей от точечного монохроматического источника волны на поверхности первой кристаллической пластинки в параболическом приближении можно представить в виде $\xi_0^2/2L_s = x^2\gamma_0^2/2L_s$, где $\xi_0 = x\gamma_0$ – переменная, имеющая смысл координаты поперек падающего пучка и

отсчитываемая от точки O (рис.1), L_s – расстояние источник–кристалл. Амплитуду отраженной волны, согласно рентгенодифракционному принципу Гюйгенса–Френеля [12], можно представить в виде свертки амплитуды падающей волны и функции точечного источника брэгговской задачи дифракции. Если при интегрировании свертки фазу падающей волны в подынтегральном выражении разложить около каждой точки падения x', сохраняя только линейные члены по x', то полученная таким способом фаза отраженной волны на поверхности первой кристаллической пластины будет иметь тот же вид $x^2 \gamma_0^2 / 2L_s$. Введя переменную $\xi_h = x \gamma_h$, имеющую смысл координаты поперек отраженного пучка, фазу можно также записать как $\xi_h^2 b^2 / 2L_s$. Это значит, что для отраженного пучка расстояние L_s заменяется эффективным расстоянием

$$L_s^* = L_s / b^2. \tag{1}$$

Зоны зонной пластинки в зазоре, согласно принципу Гюйгенса–Френеля, будут определяться как области, заключенные в границы со значениями

$$\xi_{hn} = D_n = \pm \sqrt{\frac{\lambda L_s^* L_{hf} |n|}{L_{hf} + L_s^*}}, \qquad (2)$$

где λ — длина волны, L_{hf} — расстояние, на котором должна наблюдаться фокусировка от зонной пластинки, $n = 0, \pm 1, \pm 2...$ На поверхности второго кристалла проекции зон зонной пластинки будут заключаться в границах

$$x'_n = D_n / \gamma_h \tag{3}$$

(здесь x_n отсчитывается от точки O на поверхности второго кристалла (см. рис.1)), а после отражения от второго кристалла проекции границ зон зонной пластинки по переменной ξ_0 будут умножаться на γ_0 и станут равными

$$\xi_{0n} = D_n b \,. \tag{4}$$

Границы зон в дважды дифрагированном пучке по переменной ξ_{0} , согласно принципу Гюйгенса–Френеля, определяются формулой

$$\xi_{0n} = \pm \sqrt{\lambda L_s L_f \left| n \right| / \left(L_s + L_f \right)} , \qquad (5)$$

где L_f – расстояние, на котором фактически должна фокусироваться дважды дифрагированная волна для данного расстояния L_s . Из формул (4) и (5) получаем соотношение

$$L_f = L_{hf} b^2 \,. \tag{6}$$

Таким образом, зоны пластинок изготавливаются с размерами $|D_n|$, соответствующими расстоянию L_{hf} , а фокусировка получается на расстоянии $L_{hf}b^2$. Если b < 1, то $L_f < L_{hf}$. Границы зон в дважды дифрагированном пучке связаны с границами зон в зазоре линейным законом по b:

$$D_{n0} = D_n b . (7)$$

В качестве примера рассмотрим случай падающей на первый кристалл плоской волны. В этом случае имеем

$$D_n = \pm \sqrt{\lambda L_{hf} |n|} \,. \tag{8}$$

Если взять b = 0.05, а $L_{hf} = 100$ м, то фокусировка в дважды дифрагированном пучке будет происходить на расстоянии 25 см, тогда как зоны рассчитаны для расстояния 100 м и по размерам 20 раз крупнее, чем было бы при прямом использовании зонной пластинки для фокусного расстояния 25 см.

Отметим, что всегда можно выбрать такие значения L_s , b и L_{hf} , чтобы реализовался случай падающей плоской волны, т.е. $L_s^* >> L_{hf}$.

Процесс фокусировки можно рассматривать также в терминах фокального расстояния. Зафиксируем величину $L_s^* L_{hf} / (L_{hf} + L_s^*)$ в дифрагированном пучке. Фокальное расстояние зонной пластинки определяется как

$$F_{h} = L_{s}^{*} L_{hf} / \left(L_{hf} + L_{s}^{*} \right),$$
(9)

причем (9) можно написать в виде

$$1/L_s^* + 1/L_{hf} = 1/F_h . (10)$$

Используя формулу (9), перепишем (2) в виде

$$D_n = \pm \sqrt{\lambda F_h |n|} \,. \tag{11}$$

Точно так же из формулы (5) для дважды дифрагированного пучка можно написать

$$1/L_s + 1/L_f = 1/F , (12)$$

где

$$F = L_s L_f / (L_s + L_f)$$
⁽¹³⁾

есть фокальное расстояние зон в дважды дифрагированном пучке. Согласно формуле (5), имеем

$$D_{n0} = \pm \sqrt{\lambda F \left| n \right|} \,. \tag{14}$$

Из соотношения (7) непосредственно получаем

$$F = F_{\mu}b^2. \tag{15}$$

Фокальное расстояние является однозначной характеристикой зонной пластинки независимо от того, на каком расстоянии находится источник. Из (15) видно, что фокальное расстояние зонной пластинки F_h в сочетании с дважды дифракционным отражением умножается на квадрат фактора асимметричности. Выбрав F_h достаточно большим, можно изготовить зонную

пластинку с такими размерами зон, изготовление которых не представляет трудностей. Вместе с тем, фокальное расстояние *F* в дважды дифрагированном излучении получится на практически удобных расстояниях, если выбрать достаточно малое *b*.

Если использовать две последовательные схемы рис.1 с взаимно-перпендикулярными плоскостями дифракции (\mathbf{K}, \mathbf{e}_z) и (\mathbf{K}, \mathbf{e}_y), где \mathbf{K} – волновой вектор падающей волны, а \mathbf{e}_y – единичный вектор, перпендикулярный плоскости *XOZ*, то можно достичь точечной фокусировки с двумя одномерными зонными пластинками. Формулы (6) и (15) будут справедливы и в этом случае, как очевидно следует из вышеизложенного.

Эти схемы можно использовать в рентгеновском микроскопе, как для жестких рентгеновских лучей, так и для мягкого рентгеновского диапазона, по длине волны непосредственно примыкающего к диапазону жесткого рентгеновского излучения ($\lambda \ge 2$ Å).

3. Зонная пластинка в сочетании с одним дифракционным отражением

Очевидным следствием из вышеизложенного было бы использование более упрощенной схемы (рис.2) с одним асимметричным отражением. В этом случае в выражении для D_n будет фигурировать действительное расстояние L_s :

$$D_n = \pm \sqrt{\lambda L_s L_{hf}} \left| n \right| / \left(L_{hf} + L_s \right) \,. \tag{16}$$

Соответствующее расстояние в дифрагированном пучке, согласно (1), равно $L_s b^2$. Именно это расстояние будет фигурировать в выражении для зон дифрагированного пучка: $\pm \sqrt{\lambda L_s b^2 |n| / (L_s b^2 + L_f)}$. Из формулы

$$D_n b = \pm \sqrt{\lambda L_s b^2 L_f \left| n \right| / \left(L_s b^2 + L_f \right)}$$
(17)

получаем ту же связь (6) между L_f и L_{hf} , что и при сочетании зонной пластинки с двойным дифракционным отражением: $L_f = L_{hf}b^2$. Очевидно, что если L_{hf} порядка 1 м, то выбрав b << 1 можно получить сверхкороткие фокусные расстояния.

В терминах фокального расстояния вместо (9), (10) имеем

$$F_h = L_s L_{hf} / \left(L_{hf} + L_s \right), \tag{18}$$

$$1/L_s + 1/L_{hf} = 1/F_h , \qquad (19)$$

причем (11) остается в силе. В дифрагированном пучке вместо (12), (13) имеем

$$1/L_s b^2 + 1/L_f = 1/F , (20)$$

$$F = L_s b^2 L_f / \left(L_s b^2 + L_f \right), \tag{21}$$

а формула (14) остается в силе. Из (17) непосредственно получаем ту же формулу (15), что и при сочетании зонной пластинки с дважды дифракционным отражением.



Рис.2. Схема зонной пластинки с одним асимметричным отражением.

Из (15) следует, что для зонной пластинки, фокальное расстояние F_h которой порядка 1м, в сочетании с дифракционным отражением при малых *b*, как, например, при $b \sim 0.1$, фокальное расстояние *F* в дифрагированном излучении будет порядка 1 см. Очевидно, что это расстояние можно еще сократить за счет выбора более малых *b*.

Отметим, что в работе [13] рассмотрена схема с рефракционной линзой в сочетании с одним асимметричным отражением в качестве спектрометра и монохроматора. На основе результатов этой работы можно сделать заключение, что схему с зонной пластинкой, представленную на рис.2, также можно использовать как в качестве спектрометра, так и в качестве монохроматора. Это следует из дисперсности рассматриваемой схемы. Волны с различными длинами отражаются под различными углами от кристалла, вследствие чего они будут иметь разные фокусные расстояния и разные положения фокусов поперек пучка.

Как и в предыдущем случае схемы с двойным дифракционным отражением, схему с одним дифракционным отражением можно развить с целью получения точечной фокусировки. В данном случае две последовательные схемы дифракции рис.2 с плоскостями дифракции (\mathbf{K}, \mathbf{e}_z) и (\mathbf{K}, \mathbf{e}_y) обеспечат точечную фокусировку (здесь \mathbf{K} – волновой вектор дифрагированной волны). Соотношение (6) остается в силе. В этом случае будут использованы всего два отражающих кристалла. Эту схему также можно успешно использовать в рентгеновской микроскопии.

4. Заключение

В работе получены выражения для фокусного расстояния зонной пластинки в сочетании с двойным или с одним дифракционным отражением (формула (6)). Согласно этой формуле, фокусное расстояние отдельно взятой зонной пластинки умножается на квадрат фактора асимметричности, тогда как размеры зон отдельно взятой зонной пластинки и зонной пластинки в сочетании с дифракционным отражением связаны соотношением (7). Это позволяет получить практически удобные фокусные расстояния, изготавливая зонные пластинки с более крупными зонами, тем самым избегая трудностей, связанных с аспектным отношением изготовляемых зонных пластинок. Использование зонной пластинки в сочетании как с дважды асимметричным, так и с одним асимметричным отражением позволяет не только упростить технологию изготовления зонных пластинок, но и получить зонные пластинки с умеренными размерами и сверхкороткими фокусными расстояниями.

Обе схемы можно использовать как для одномерной фокусировки, так и развить до получения точечной фокусировки. Их можно также применять в качестве фокусирующего элемента в рентгеновском микроскопе. Практическая выгода использования их в микроскопе состоит не только в том, что можно фокусировать жесткие рентгеновские лучи, но еще и в том, что можно получить сверхкороткие фокусные расстояния, необходимые для получения компактных микроскопов.

Очевидно, что рентгеновские зонные пластинки в сочетании с дифракционным отражением могут использоваться как для фокусировки излучения лабораторных источников, так и для фокусировки синхротронного излучения. Использование зонных пластинок со сверхкороткими фокусными расстояниями особенно будет полезным для фокусировки излучения лабораторных источников, для которых достижимые расстояния намного меньше, чем для синхротронных источников излучения.

Отметим также, что зависимость фокусирующих свойств рассмотренных схем от длины волны, а также вопросы, связанные с разрешающей способностью и распределением интенсивности на плоскости фокусировки, находятся в стадии исследования.

Авторы выражают благодарность Л.А.Арутюняну за полезные обсуждения результатов.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. **А.Г.Григорян, М.К.Балян, Л.Г.Гаспарян, М.М.Агасян.** Известия НАН Армении, Физика, **39**, 262 (2004).
- 2. A.G.Grigoryan et al. J. Synchrotron Rad., 17, 332 (2010).
- 3. V.V.Protopopov, K.A.Valiev. Optics Communications, 151, 297 (1998).
- 4. B.Lengeler et al. J. Synchrotron Rad., 6, 1153 (1999).
- 5. V.V.Aristov et al. Optics Communications, 177, 33 (2000).
- 6. V.V.Aristov et al. NIM Phys. Res. A, 470, 131 (2001).
- 7. **В.В.Аристов, Л.Г.Щабельников.** УФН, **178,** 61 (2008).
- 8. E.V.Shulakov, V.V.Aristov. Surface Investigation, 12, 311 (1997).
- 9. A.V. Kuyumchyan et al. Inst. Pure & Appl. Phys. Conf. Series (Japan), 7, 417 (2005).
- 10. Y. Suzuki et al. Jpn. J. Appl. Phys., 44, 1994 (2005).
- 11. L. Haroutunyan, G.Hovhannisyan. J. Synchrotron Rad., 13, 343 (2006).
- 12. T. Uragami. J. Phys. Soc. Japan, 27, 147 (1969).
- 13. V.G.Kohn et al. J. Synchrotron Rad., 16, 635 (2009).

ԴԻՖՐԱԿՏԱՅԻՆ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՄԱՆ ԶՈՒԳԱԿՑՈՒԹՅԱՄԲ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԳՈՏԻԱԿԱՆ ԹԻԹԵՂՆԵՐ

Ա.Հ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ա.Հ. ՏՈՆԵՅԱՆ, Մ.Կ. ԲԱԼՅԱՆ

Կատարված է դիֆրակտային անդրադարձման զուգակցությամբ ռենտգենյան գոտիա-կան թիթեղներով ռենտգենյան ձառագայթների ֆոկուսացման տեսական ուսումնասիրու-թյանը։ Ստացված է արտահայտություն մեկ կամ երկու դիֆրակտային անդրադարձման զուգակցությամբ գոտիական թիթեղի ֆոկուսային հեռավորության համար։ Ստացված արտահայտության հիման վրա առաջարկված է պարզեցնել գոտիական թիթեղների պատրաստ-ման տեխնոլոգիան, ինչպես նաև նշված է գերկարձ ֆոկուսային հեռավորությամբ գոտիա-կան թիթեղների ստացման հնարավորությունը։ Դիֆրակտային անդրադարձման զուգակցու-թյամբ գոտիական թիթեղը կարող է հանդիսանալ ռենտգենյան մանրադիտակի ֆոկուսաց-նող տարը։

X-RAY ZONE PLATES IN COMBINATION WITH DIFFRACTION REFLECTION

A.H. GRIGORYAN, A.H. TONEYAN, M.K. BALYAN

We study X-ray focusing by means of zone plates in combination with diffraction reflections. The expressions for focusing distance of zone plates with single or double diffraction reflections are obtained. On the basis of obtained expressions it is proposed to improve the technology of zone plates fabrication and it is mentioned the possibility of fabrication of zone plates with ultra-short focusing distances. A zone plate with combination of diffraction reflections can be a focusing element of X-ray microscopes. It can be used for focusing X-rays both of laboratory X-ray sources and synchrotron radiation sources.