

Г.Р. ДРМЕЯН

**МОНОХРОМАТОР ДЛЯ СВЕТОСИЛЬНОЙ ФОКУСИРОВКИ
РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В МАТЕРИАЛАХ**

Теоретически показано, что нанесение аморфного или поликристаллического слоя на одну из смежных поверхностей блоков двухкристального интерферометра позволяет аномально уменьшить коэффициент поглощения рентгеновских лучей во втором кристалле. На основе этого предложен монохроматор для фокусировки рентгеновских лучей в толстых кристаллах, имеющий простую конструкцию и большую светосилу.

Ключевые слова: фокусирующий монохроматор, двухкристальная система, интерферометр, коэффициент поглощения, показатель преломления.

В [1] показаны фокусирующие в линию монохроматоры рентгеновского излучения, выполненные в виде монокристаллических пластин, изогнутых по Иоганну, Иоганссону или Кошуа. При использовании таких монохроматоров фокусировка имеет место только на фокусирующей окружности, что приводит к необходимости использования сложных систем механического перемещения датчика или прецизионной установки объекта, на который должно попасть сфокусированное излучение. В [2] рассмотрены плоские концентрирующие монохроматоры с асимметричностью отражения, которые не обеспечивают достаточно острой фокусировки, в результате чего приходится использовать несколько последовательных отражений от нескольких кристаллов с асимметричностью отражения, что в случае монолитного кристалла приводит к высоким требованиям к точности обработки отражающих поверхностей, а в случае отдельных кристаллов - к необходимости применения прецизионных механизмов юстировки.

В [3] описаны монохроматоры-интерферометры, содержащие две параллельные толстые монокристаллические пластины равной толщины, выполненные из одного монокристалла. Такие монохроматоры работают на эффекте Бормана и не обеспечивают высокой степени фокусировки. В [4] известны устройства, в которых используется эффект дифракционной фокусировки рентгеновского излучения при его одновременной монохроматизации, причем условием осуществления этого эффекта является наличие двух тонких, параллельных идентичных монокристаллов равной толщины. Предпочтительно такие кристаллы вырезать из одного монокристаллического блока, что обеспечивает строгую ориентацию отражающих плоскостей кристаллов друг относительно друга. Такие монохроматоры весьма ограничены из-за необходимости использования очень тонких кристаллов. Поэтому фокусировка рентгеновских лучей в более толстых кристаллах на основе устройства, имеющего сравнительно простую конструкцию, а также повышение светосилы монохроматора представляют актуальную задачу рентгеноструктурного и рентгеноспектрального анализа, что и является целью настоящей работы.

В фокусирующем монохроматоре рентгеновского излучения, содержащем два параллельных идентичных монокристалла равной толщины, изготовленных, например, из единого монокристаллического блока, по крайней мере, на одну из смежных поверхностей монокристаллов нанесен слой вещества, показатель преломления рентгеновских лучей которого меньше показателя преломления рентгеновских лучей для монокристаллов. При этом может быть нанесен слой аморфного или поликристаллического вещества.

На рис. 1 показан разрез фокусирующего монохроматора, на рис. 2 - дисперсионные поверхности в двухволновом случае динамического рассеяния рентгеновских лучей.

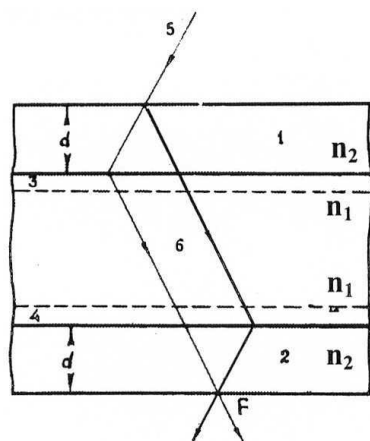


Рис.1. Схематическое изображение устройства для светосильной фокусировки рентгеновских лучей

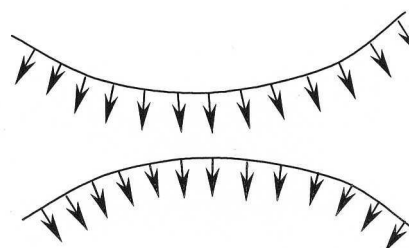


Рис. 2 Связь между дисперсионной поверхностью и направлением потока энергии (стрелками показаны направления потоков энергии)

Фокусирующий монохроматор содержит параллельные монокристаллы 1, 2 равной толщины, на смежные поверхности которых нанесены аморфные или поликристаллические слои 3, 4, для которых $n_2 > n_1$ (n_1 - показатель преломления рентгеновских лучей в слое, n_2 - в кристалле). Рентгеновский пучок 5 проходит через монокристалл 1, расширяется в пучок 6, который через слой 4 падает на кристалл 2 и фокусируется в точке F. При облучении кристалла расходящимся пучком рентгеновских лучей все точки распространения (все участки поверхностей) в области отражения данного рефлекса возбуждаются. При этом потоки энергии перпендикулярны дисперсионным поверхностям в соответствующих точках, как это показано на рис. 2, где стрелками показаны направления потоков энергии.

Как видно из рисунка, потоки энергии волн, возбужденных в точках распространения верхней ветви дисперсионной поверхности, расходятся - они не фокусируются, а потоки энергии волн, возбужденных в точках распространения нижней ветви дисперсионной поверхности, фокусируются - происходит сужение волнового фронта. При этом коэффициент поглощения волн, возбужденных в точках распространения нижней ветви дисперсионной поверхности, гораздо больше, чем средний коэффициент поглощения кристаллом излучения с данной длиной волны. С другой стороны, коэффициент поглощения волн, возбужденных в точках верхней ветви гиперболы, меньше указанного среднего коэффициента поглощения, но данные волны не фокусируются.

При нанесении на пути вхождения рентгеновского излучения во второй кристалл слоя с меньшим, чем у монокристаллов, коэффициентом преломления роли ветвей дисперсионных гиперболических кривых относительно поглощения меняются: коэффициент поглощения волн, возбужденных в точках нижней ветви гиперболической кривой, будет меньше, чем средний коэффициент поглощения кристалла, а коэффициент поглощения волн, возбужденных в точках верхней ветви, будет, наоборот, больше. Следовательно, появляется возможность фокусировать рентгеновские лучи и в более толстых кристаллах, нежели это имеет место в известном случае. Роль поглощения в первом и во втором кристаллах сводится к следующему. При узком пучке, когда падающее излучение практически входит в первый кристалл через одну точку его поверхности падения, возбуждаются все точки обеих гиперболических кривых, соответствующих угловой области отражения. В этом случае потоки энергии, исходящие из точек как верхней, так и нижней гиперболической кривой, расходятся и заполняют всю угловую область шириной в 2θ ; в первом кристалле фокусировки не происходит. В достаточно толстых кристаллах волны, возбужденные в точках нижней (фокусирующей) ветви гиперболической кривой, поглощаются, и остаются только волны, возбужденные в точках верхней ветви гиперболической кривой. Следовательно, для первого кристалла не нужно наносить аморфный (поликристаллический) слой на входную поверхность. Во втором кристалле происходит фокусировка волн, возбужденных на нижней ветви гиперболической кривой, коэффициент поглощения которых аномально велик, поэтому второй кристалл не может быть толстым, а так как толщины первого и второго кристаллов должны быть одинаковыми, то ограничение толщины второго кристалла ограничивает и толщину первого кристалла. Но если нанесением аморфного (поликристаллического) слоя аномально уменьшить коэффициент поглощения фокусируемых во втором кристалле волн, то станет возможным фокусировать волны в значительно более толстых кристаллах.

Таким образом, для осуществления фокусировки в толстых кристаллах достаточно нанести аморфный слой только на входную поверхность второго кристалла. Для работы кристалла с любой стороны падения на него рентгеновских лучей необходимо такие слои нанести на обе смежные поверхности кристаллов.

Эффект уменьшения поглощения волн, возбужденных в точках нижней ветви дисперсионной гиперболической кривой, теоретически можно обосновать следующим образом.

Допустим, что рентгеновская монохроматическая плоская волна длиной λ_1 из слоя падает на кристалл. Абсолютный показатель преломления слоя $\left(n_1 = 1 - \frac{1}{2} |\Phi_{01}| \right)$ меньше единицы. Абсолютный показатель преломления кристалла $\left(n_2 = 1 - \frac{1}{2} |\Phi_{02}| \right)$ также меньше единицы, однако показатель преломления кристалла относительно среды больше единицы:

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} \approx 1 + \delta > 1, \text{ где } \delta = \frac{1}{2} |\Phi_{01}| - \frac{1}{2} |\Phi_{02}| > 0$$

и $|\Phi_{01}| > |\Phi_{02}|$, или, имея в виду отрицательность Φ_{01} и Φ_{02} , можно написать $\Phi_{01} < \Phi_{02}$.

Предположим, что среда (слой) не поглощает, а кристалл поглощает. С учетом поглощения величина $\Phi_0 = |\Phi_{01}| - |\Phi_{02}|$ принимает вид

$$\Phi'_0 = \Phi'_{or} + i\Phi'_{oi}, \text{ где } \Phi'_{or} = \Phi_{02r} - \Phi_{01}; \Phi'_{oi} = \Phi_{02i}; \Phi_{02} = \Phi_{02r} + i\Phi_{02i}.$$

Теперь линейный коэффициент поглощения μ связан с линейной частью компонента Фурье Φ'_{oi} соотношением $\mu = -2\pi K_1 \Phi'_{oi}$.

В двухволновом случае интерференционный коэффициент поглощения через мнимую часть аккомодации и линейный коэффициент поглощения [5] выражается соотношением

$$\sigma = -4\pi K_1 g_i = -\frac{2\mu}{|\Phi'_{oi}|} g_i,$$

где общее выражение мнимой части аккомодации (g_i) определяется в виде

$$g_1 = -\frac{|\Phi'_{oi}|}{4} \left(\frac{1}{\gamma'_0} - \frac{1}{\gamma'_h} \right) \mp \frac{W'_i}{4\gamma'_h}, \quad (1)$$

где $\gamma'_0 = \cos \varphi_B$, $\gamma'_h = \cos(\varphi_B + 2\theta_1)$; φ_B - угол падения, соответствующий отражению от атомных плоскостей под точным углом Брэгга (θ_0); θ_1 - угол Вульфа-Брэгга с учетом преломления рентгеновских лучей в нанесенном слое; W_i - мнимая часть следующей величины:

$$W_i = \left(\beta^2 \pm b^2 \Phi'_h \Phi'_{-h} \right)^{1/2} \text{ где } b = 2|C| (\gamma'_h / \gamma'_0)^{1/2},$$

$$\beta = \beta_r + i\beta_i, \beta_r = 2\alpha'_h + |\Phi'_{or}|(1 - \gamma'_h / \gamma'_0), \beta_i = |\Phi'_{oi}|(1 - \gamma'_h / \gamma'_0);$$

α'_h - параметр, пропорциональный углу падения $\delta\Psi'_0$, $\alpha'_h = \delta\Psi'_0 \sin 2\theta_1$.

В выражении (1) положительный знак слагаемого $\pm \frac{W'_i}{4\gamma'_h}$ относится к первому полю,

а отрицательный знак – ко второму.

Имея в виду вышесказанное, мнимые части g_i для первого и второго полей принимают соответственно следующие значения:

$$g_{i1} = -\frac{|\Phi'_{oi}|}{4} \left(\frac{1}{\gamma'_0} + \frac{1}{\gamma'_h} \right) + \frac{W'_i}{4\gamma'_h}, \quad g_{i2} = -\frac{|\Phi'_{oi}|}{4} \left(\frac{1}{\gamma'_0} + \frac{1}{\gamma'_h} \right) - \frac{W'_i}{4\gamma'_h}.$$

Таким образом, подставляя последние выражения в (1), для интерференционных коэффициентов поглощения первого и второго полей получим

$$\sigma_1 = \frac{\mu}{2} \left[\left(\frac{1}{\gamma'_0} + \frac{1}{\gamma'_h} \right) - \frac{W'_i}{\gamma'_h |\Phi'_{oi}|} \right], \quad (2)$$

$$\sigma_2 = \frac{\mu}{2} \left[\left(\frac{1}{\gamma'_0} + \frac{1}{\gamma'_h} \right) + \frac{W'_i}{\gamma'_h |\Phi'_{oi}|} \right]. \quad (3)$$

Для двух коэффициентов поглощения можем написать следующее общее выражение:
 $\sigma_{1,2} = \bar{\sigma} \pm S$,

$$\text{где } \bar{\sigma} = \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2) = \frac{\mu}{2} \left(\frac{1}{\gamma'_0} + \frac{1}{\gamma'_h} \right), \quad S = \frac{1}{2}(\sigma_2 - \sigma_1) = \frac{\mu}{2} \frac{Wi'}{\gamma'_h |\Phi'_{oi}|}. \quad (4)$$

Обозначая $P = P_r + iP_i = \beta / b (\Phi'_h \Phi'_{-h})^{1/2}$, выражения (2) и (3) можем переписать в следующем виде:

$$\sigma_1 = \frac{\mu}{2} \left[\left(\frac{1}{\gamma'_0} + \frac{1}{\gamma'_h} \right) - \frac{\left(\frac{1}{\gamma'_h} - \frac{1}{\gamma'_0} \right) P_r + 2A' |C| (\gamma'_0 \gamma'_h)^{1/2}}{(P_r^2 + 1)^{1/2}} \right],$$

$$\sigma_2 = \frac{\mu}{2} \left[\left(\frac{1}{\gamma'_0} + \frac{1}{\gamma'_h} \right) + \frac{\left(\frac{1}{\gamma'_h} - \frac{1}{\gamma'_0} \right) P_r + 2A' |C| (\gamma'_0 \gamma'_h)^{1/2}}{(P_r^2 + 1)^{1/2}} \right],$$

где $A' = |\Phi'_{hi}| / |\Phi'_{oi}| \cos \vartheta_h$, $\cos \vartheta_h = \pm 1$, если кристалл имеет центр симметрии.

Обсуждение результатов, полученных для поглощающих сред. Обсуждение начнем со случая Лауэ. Обозначив $P_r = Shv$, для отражения по Лауэ приведем выражение (4) к следующему виду:

$$\sigma_{1,2} = \bar{\sigma} \mp S = \frac{1}{2} \mu \left(\frac{1}{\gamma'_0} + \frac{1}{\gamma'_h} \right) \mp S = \frac{\mu}{2chV} \left[\frac{1}{\gamma'_0} e^{\pm v} + \frac{1}{\gamma'_h} e^{\mp v} \mp \frac{2|C|A'}{(\gamma'_0 \gamma'_h)^{1/2}} \right].$$

Нетрудно убедиться в том, что при положительной A' (примитивная решетка [5]) в рассматриваемом случае ($n_{21} > 1$) $\sigma_2 > \sigma_1$, тогда как в случае $n_{21} < 1$ имеет место $\sigma_2 < \sigma_1$ [5-7].

Таким образом, при относительном показателе преломления, большем единицы, во втором кристалле сильно поглощаются волны, связанные с точками распространения, расположенными в верхней ветви дисперсионной поверхности, и слабо поглощаются фокусирующиеся волны, связанные с точками распространения нижней ветви гиперболы, что имеет важное значение для дифракционной фокусировки рентгеновских лучей. Дело в том, что, как известно [8], фокусируются только волны, связанные с точками распространения, расположенными в нижней ветви дисперсионной поверхности, а если коэффициент поглощения этих волн большой, как это имеет место при $n_{21} < 1$, то фокусировка возможна только в очень тонких кристаллах. В рассматриваемом же случае, наоборот, коэффициент поглощения этих волн, как уже было сказано, меньше, поэтому в кристаллах с относительным показателем преломления, большим единицы, рентгеновские волны можно фокусировать и в толстых кристаллах, что значительно расширяет область применения фокусировки. Более того, предложенное устройство обладает высокой

светосилой, что резко увеличивает эффективность приборов, основанных на явлении фокусировки рентгеновских волн в кристаллах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Русаков А. А.** Рентгенография металлов. - М.: Атомиздат, 1977.- 541 с.
2. **Русаков А. А.** Рентгенография металлов.- Ч. 1. - М.: МИФИ, 1965. - С. 239-240.
3. Патент США N: 3439164, кл. 250-51,5. - Оpubл. 1969.
4. А. с. СССР N: 478235, кл. G 01 N: 23/20, 1973.
5. **James R.W.** Solid State phys.- 1963. - V.15. - P.53.
6. **Battermann B.W., Colc H.** Rev. of mod phys. - 1964. - V.36. - P. 681.
7. **Authier A.** Acta geologica. - Bratislava, 1968. - 14, 11.
8. **Левонян Я.В.** Письма в ЖЭТФ.- 1981. - Т.7.- С 269-272.

Гюмр. пед. ин-т.

Материал поступил в редакцию 17.04.2003.

Հ. Ռ. ԴՐՄԵՅԱՆ

ՄՈՆՈԽՐՈՄԱՏՈՐ՝ ՆՅՈՒԹԵՐՈՒՄ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՄԵԾ ԼՈՒՍԱՌԺՈՎ ՖՈԿՈՒՍԱՑՄԱՆ ՀԱՄԱՐ

Տեսականորեն ցույց է տրվել, որ երկբյուրեղ ինտերֆերոմետրի բյուրեղի հանդիպակաց մակերևույթների վրա ամորֆ կամ բազմաբյուրեղական շերտի նստեցումը թույլ է տալիս անոմալ ձևով փոքրացնել ռենտգենյան ճառագայթների կլանման գործակիցը երկրորդ բյուրեղում: Դրա հիման վրա առաջարկվել է մոնոխրոմատոր, որը թույլ է տալիս ֆոկուսացնել ռենտգենյան ճառագայթները հաստ բյուրեղներում, ունի պարզ կառուցվածք և մեծ լուսասուժ:

H.R. DRMEYAN

MONOCHROMATOR FOR LIGHT-GATHERING FOCUSING OF X-RAYS IN MATERIALS

Amorphous or polycrystalline coating of one of adjacent surfaces in a two-crystal interferometer permitting to decrease anomalously the absorption factor of X-rays in the second crystal is shown theoretically. Basing on this result, a simple monochromator with high aperture ratio is suggested for X-ray focusing in thick crystals.