

ЭФФЕКТ ДИФРАКЦИОННОЙ ФОКУСИРОВКИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В УПРУГО ИЗОГНУТОМ КРИСТАЛЛЕ

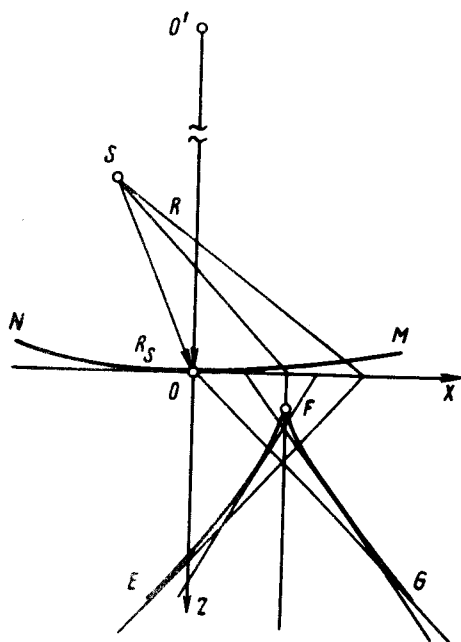
П.В.Петрашень, Ф.Н.Чуховский

Показана принципиальная возможность динамической дифракционной фокусировки рентгеновских лучей упруго изогнутым кристаллом в чрезвычайно узком ($\sim 10^{-5}$) интервале углов с функцией передачи интенсивности $q(\omega, \vec{\Omega}) > 1$ и коэффициентом увеличения изображения $K > 1$.

1. Проблема фокусировки рентгеновских лучей (РЛ) имеет два практически важных аспекта: а) получение пространственной фокусировки РЛ на одной, достаточно узкой линии ω с функцией передачи интенсивности $q(\omega, \vec{\Omega}) > 1$, где $q(\omega, \vec{\Omega})$ – интенсивность излучения в фокусе в направлении единичного вектора $\vec{\Omega}$, нормированная на единичную интенсивность падающего пучка; б) передача рентгеновского изображения объекта с коэффициентом увеличения $K > 1$.

Фокусирующие плоские и изогнутые монохроматоры РЛ, широко используемые в рентгено-структурном анализе, основаны на принципе кинематического дифракционного рассеяния [1]. При этом в точке фокуса удается собрать излучение в довольно широком угловом интервале $\Delta\Omega$ на несколько порядков превышающем ширину области отражения от почти совершенного кристалла $\Gamma \sim 10^{-5}$. Однако именно то, что $\Delta\Omega \gg \Gamma$, а также простая оценка увеличения $K = (L + R)/R$ (L – расстояние до фотопластинки, R – радиус изгиба кристалла, типичные значения $R \sim 1 - 10$ м) делают, к сожалению, применение "кинематических" фокусирующих систем неэффективным для прямого наблюдения внутренней структуры кристаллов, например, дефектов кристаллической решетки, магнитных и сегнетоэлектрических доменов и т. д., так как для монокристаллов они не дают выигрыша ни в интенсивности, ни в увеличении.

2. В последние годы появились работы [2–6], в которых описаны эффекты динамической дифракционной фокусировки (ДДФ) в плоских монокристаллах, толщина которых больше длины кинематического рассеяния Λ . Известны два варианта фокусирующих систем: монокристалл, содержащий дефект упаковки, параллельный поверхности [2, 3], и двухкристальный П-образный интерферометр [4–6]. Существенно, что теперь пучок РЛ фокусируется внутри кристалла и выходит из него в интервале углов $\Delta\Omega_0 \sim \Gamma$. В обоих случаях условием ДДФ является равенство толщин первого и второго кристаллов (блоков), плотность излучения в фокусе $q(\omega, \vec{\Omega}_0) \lesssim 1$, коэффициент увеличения $K = 1$.



Геометрия задачи. NOM – сечение поверхности кристалла, EFG – сечение каустики, F – фокус. zOx – принятая система координат, ось Oz направлена вдоль нормали к поверхности кристалла. R – радиус изгиба кристалла, R_s – расстояние точечного источника РЛ от кристалла

3. В данном сообщении обсуждается ДДФ с помощью упруго изогнутого кристалла. Имея в виду выявление качественных особенностей явления, мы ограничимся рассмотрением случая симметричного брэгговского рассеяния. Пусть точечный источник монохроматических РЛ находится на расстоянии R_s от кристалла, ориентированного вблизи правильного брэгговского отражения. При этом амплитуда падающей волны в области отражения имеет вид (см. рисунок).

$$\mathcal{E}(x) = \exp\left(i \frac{Px^2}{2}\right), \quad P = \sin^2 \theta \frac{\Lambda^2}{\pi \lambda R_s}, \quad (1)$$

где θ – угол Брэгга, λ – длина волны излучения.

Введем параметр упругого изгиба кристалла C . Если кристалл изогнут так, что градиент деформации направлен по оси z , параметр C равен

$$C = 2 \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} \frac{\Lambda^2}{\pi \lambda R} \quad (2)$$

В соответствии с принципом Гюйгенса – Френеля для волнового поля РЛ в упруго изогнутом кристалле запишем выражение для амплитуды рассеянной волны в квазиклассическом приближении ($z \gg 1$) [7,8]

$$E_1(z, x) = \frac{i}{2} \left(\frac{z}{2\pi} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\mu_0 z}{2}\right) \int_{-1}^1 \frac{d\xi}{(1-\xi^2)^{1/4}} \left\{ \exp\left[i\Phi_+(\xi) - i\frac{\pi}{4} \right] + \exp\left[i\Phi_-(\xi) + i\frac{\pi}{4} \right] \right\}. \quad (3)$$

Эйконал $\Phi_{\pm}(\xi)$ отвечает α - и β -блоховским волнам, распространяющимся в кристалле и равны соответственно

$$\Phi_{\pm}(\xi) = -z \left(\frac{(C-P)z\xi^2}{2} + \eta(x)\xi \mp (1-\xi^2)^{1/2} \pm i\frac{\mu_1}{2}(1-\xi^2)^{1/2} \right). \quad (4)$$

Здесь μ_0 и μ_1 – обычный и динамический коэффициенты поглощения РЛ, $\eta(x) = \eta + (C+P)x$ определяет отклонение падающей волны от точного условия Брэгга вдоль поверхности кристалла.

Вычисление интеграла (3) проводится методом стационарной фазы. При этом в кристалле волновое поле распространяется по двум системам сходящихся и расходящихся прямых лучей, причем при $C < P$ α - и β -блоховские волны образуют действительную и мнимую каустики и наоборот, если $C > P$ (см. рисунок). Часть кристалла между входной поверхностью и каустикой является областью тени. Уравнение двухлистной каустической поверхности имеет вид

$$(C-P)^2 z^2 = ((\eta + (C-P)x)^2 + 1)^3. \quad (5)$$

Из (5) следует, что расстояние между поверхностью и фокусом (острие каустики) равно $z_0 = |C-P|^{-1}$. Фокус лежит на центральной траектории $x_0 = -\eta(C-P)^{-1}$. В окрестности каустики за исключением области вблизи точки фокуса z_0 фокусирующееся поле описывается функцией Эйри в соответствии с общими представлениями [9].

4. Особый интерес представляет область вблизи точки фокуса $z \sim z_0$ и $x \sim x_0$. В условиях динамического рассеяния α -блоховская волна поглощается аномально слабо (см. (4), (3) и $\mu_0 \approx \mu_1$), поэтому, очевидно, что ситуация с фокусирующимся α -полем является предпочтительной, т. е. необходимо $C < P$. В окрестности фокуса точка стационарной фазы $\xi_0 = 0$ трехкратно вырождена и в разложении эйконала $\Phi_+(\xi)$ в ряд по ξ необходимо удерживать члены до четвертого порядка включительно. В результате непосредственное вычисление интеграла (3) дает, что интенсивность волны в фокусе равна

$$I_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{z_0}{2} \right)^{1/2} \exp(-(\mu_0 - \mu_1)z_0). \quad (6)$$

Соответственно вертикальная и горизонтальная ширина дифракционного пятна в фокусе $\Delta z_0 \leq 0,4z_0^{1/2}$, $\Delta x_0 \leq 3^{1/2}z_0^{1/4}$.

Сравнивая (1) и (6), получаем, что функция $q(\omega, \vec{D}) = (z_0/8)^{1/2}$ (например, $q \sim 4$ при $z_0 \sim 100$) в интервале углов $\Delta\Omega_0 \sim \Gamma$. Оценка коэффициента увеличения при передаче рентгеновского изображения через упруго изогнутый кристалл на основе (1), (2) и величины горизонтальной ширины фокуса дает $K = 10^2 - 10^3$ для толщин кристалла $t \sim 10^{-2} - 10^{-1}$ см и $R \sim R_s \sim 10^2$ см при разрешающей способности в плоскости объекта $\sim 10^{-5} - 10^{-6}$ см.

Таким образом, проведенное рассмотрение показывает, что ДДФ в упруго изогнутом кристалле принципиально отлична от описанных ранее по своим физическим характеристикам. При этом достижима, в принципе, передача рентгеновского изображения объекта с коэффициентом увеличения больше единицы. Очевидно также, что с учетом "подобия" параметров динамического рассеяния, аналогичный эффект ДДФ в упруго изогнутом кристалле может иметь место при брэгговском рассеянии нейтронов и мессбауэровских квантов.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 января 1976 г.

Литература

- [1] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, ГИФМЛ, М., 1959, стр. 150.
- [2] N.Kato, K.Usami, T.Katagawa. *Advances X-ray Anal.*, **10**, 46, 1967.
- [3] A..Authier. *Phys. Stat. Sol.*, **27**, 77, 1968.
- [4] В.Л.Инденбом, И.Ш.Слободецкий, К.Г.Труни. *ЖЭТФ*, **66**, 1110, 1974.
- [5] A.Authier, A.D.Milne, M.Sauvage. *Phys. Stat. Sol.*, **26**, 469, 1968.
- [6] Э.В.Суворов, В.И.Половинкина. *Письма в ЖЭТФ*, **20**, 326, 1974.
- [7] Ф.Н.Чуховский, П.В.Петрашень. *ДАН СССР*, **222**, 599, 1975.
- [8] П.В.Петрашень, Ф.Н.Чуховский. *ЖЭТФ*, **69**, 477, 1975.
- [9] Л.Д.Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теория поля*, ГИФМЛ, М., 1962, стр. 182.