

УДК 539.172.5

РАЗЛОЖЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО СПЕКТРА В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ ~ 10 кэВ ПУТЕМ РЕФРАКЦИИ НА ПОЛИРОВАННОЙ ПЛАСТИНЕ АЛМАЗА

А. Г. Турьянский, И. В. Пиршин, Р. А. Хмельницкий

Показано, что дисперсионные характеристики алмаза обеспечивают эффективное пространственное разделение характеристических рентгеновских линий с энергией ~ 10 кэВ при рефракции излучения на краю полированной пластины в области углов скольжения $< 1^\circ$. Это позволяет анализировать спектр направленных пучков от непрерывных и импульсных источников излучения и осуществлять монохроматизацию спектра в измерительных схемах с использованием тонких ленточных пучков.

В большинстве случаев для анализа спектрального состава рентгеновского излучения с энергией ~ 10 кэВ и для его монохроматизации используются совершенные монокристаллы *Si*, *Ge*, *LiF*, кварца и других материалов [1, 2]. Достижимое при этом энергетическое разрешение δE обычно находится в пределах 1 – 10 эВ. При использовании ряда последовательных отражений с асимметричным положением кристаллов может быть получено разрешение ~ 1 мэВ [3]. Однако такие схемы сверхмонохроматизации используются только при работе на синхротронах, поскольку требуют высокой спектральной плотности излучения. По существу, во многих методах рентгеновской диагностики, связанных с фазовым анализом поликристаллических структур, малоугловым рассеянием, рентгеновской рефлектометрией и рентгенофлуоресцентным анализом состава, обеспечиваемое кристаллами – монохроматорами разрешение по энергии, является избыточным и поэтому приводит к существенной потере светосилы.

В настоящей работе впервые показано, что при определенных условиях облучения рентгенооптические свойства алмаза обеспечивают эффективное разложение спектра

полихроматического рентгеновского пучка, которое может быть практически использовано в указанных выше методах рентгеновской диагностики.

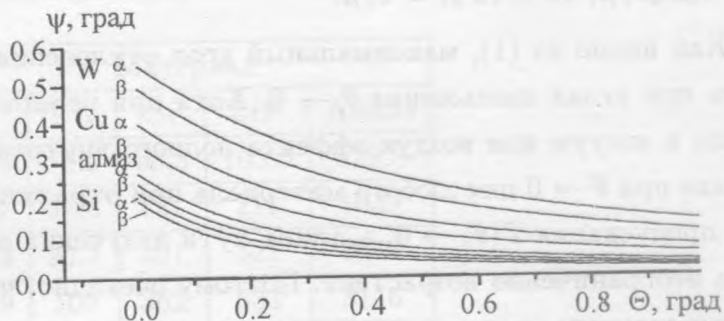
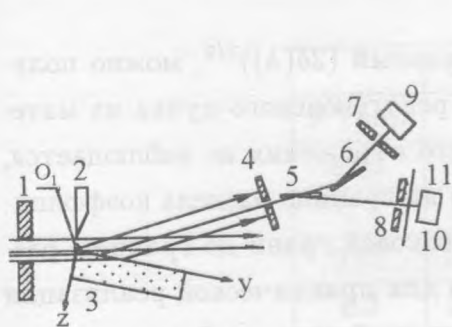


Рис. 1. Экспериментальная схема измерения. 1, 4, 7, 8 – целевые диафрагмы; 2 – коллимирующий экран, 3 – пластина алмаза; 5, 6 – полупрозрачные монохроматоры; 9, 10 – детекторы, 11 – выравнивающий ослабитель.

Рис. 2. Расчетные зависимости угла отклонения характеристического излучения CuK_{α} (нечетные номера кривых) и CuK_{β} при рефракции на краю оптически полированных пластин из различных материалов: алмаз, монокристалл Si, поликристаллы W и Cu.

Пусть на боковую грань оптически полированной пластины с показателем преломления $n(\lambda) = 1 - \delta(\lambda) - i\beta(\lambda)$ падает под углом, близким к $\pi/2$, параллельный монохроматический рентгеновский пучок с длиной волны λ и плотностью потока квантов P_0 (см. рис. 1). Если отношение абсолютных величин мнимой и действительной частей дикременты показателя преломления $\beta/\delta \ll 1$, то, как показано в [4], угловое отклонение пучка Ψ при малых углах скольжения θ , отсчитываемых от полированной поверхности до оси пучка, может быть представлено в виде

$$\Psi = [\theta^2 + 2\delta(\lambda)]^{1/2} - \theta. \quad (1)$$

При этом интенсивность преломленного пучка определяется выражением

$$I = P_0 L_x T(\theta) \int_0^{L_y \tan \theta} \cos \theta \exp\left(-\frac{\mu z}{\sin \theta}\right) dz, \quad (2)$$

где L_y, L_x – размеры преломляющей грани по оси y и в направлении, перпендикулярном плоскости yz (перпендикулярно плоскости чертежа), координата z отсчитывается от преломляющей поверхности по нормали, $T(\theta)$ – коэффициент пропускания, μ – линейный коэффициент ослабления, равный $4\pi\beta/\lambda$. Величина интеграла в (2) является

эффективной шириной анализируемого пучка H или, если рассматривать пластину как анализатор, шириной его входной апертуры. При $L_y \gg 1/\mu$ и $\theta < 1^\circ$ получаем $I \cong P_0 L_x \theta / \mu$, то есть $H \cong \theta / \mu$.

Как видно из (1), максимальный угол отклонения, равный $(2\delta(\lambda))^{1/2}$, можно получить при углах скольжения $\theta \rightarrow 0$. Хотя при переходе рентгеновского пучка из материала в вакуум или воздух эффекта полного внутреннего отражения не наблюдается, однако при $\theta \rightarrow 0$ для любого материала при отражении на границе раздела коэффициент пропускания $T(\theta) \rightarrow 0$, а длина пути излучения от боковой грани до границы раздела неограниченно возрастает. Поэтому очевидно, что для практической реализации дисперсионного эксперимента в рентгеновском диапазоне необходим выбор материала и области углов скольжения, которые бы обеспечивали как достаточное разрешение по углу, так и достаточную для регистрации потока ширину входной апертуры H .

На рис. 2 показаны рассчитанные по формуле (1) зависимости $\Psi(\theta)$ для характеристических линий CuK_α и CuK_β соответственно с энергией 8.04 и 8.91 кэВ при рефракции в геометрии рис. 1 на пластинах из монокристалла Si , алмаза, поликристаллических образцов Cu и W . В таблице приведены значения H для тех же материалов и LiF при различных углах скольжения, рассчитанные для случая $L_y \gg 1/\mu$ и $\theta < 1^\circ$. Как видно из сопоставления приведенных данных, только алмаз обеспечивает в рассматриваемом диапазоне малых углов скольжения эффективную ширину апертуры, достаточную для проведения экспериментов с использованием стандартных рентгеновских трубок. Отметим, что дисперсионный элемент на основе Be дает существенно меньшее угловое разрешение, поскольку величина $\delta(\lambda)$ пропорциональна физической плотности материала ρ , а отношение $\rho(Be)/\rho(\text{алмаз}) = 0.52$.

Для экспериментальной проверки изложенных выше соображений нами была изготовлена пластина из природного алмаза размером $6 \times 4 \times 0.4$ мм³. Полировка поверхности осуществлялась алмазным порошком АСМ28/20. По данным атомно-силовой микроскопии среднеквадратичное отклонение рельефа от плоскости на базе ~ 25 мкм составляло ~ 10 нм. Отклонение от плоскостности (завал краев) вследствие прогиба пластины при механической обработке достигало $\pm 0.006^\circ$. В качестве источника полихроматического рентгеновского излучения использовалась рентгеновская трубка БСВ-22 с медным анодом. Угловая ширина падающего на образец пучка составляла 0.008° . Характеристические линии CuK_α и CuK_β выделялись с помощью тонких пластин полупрозрачного пиролитического графита. В брэгговском положении при настройке монохроматора 5

Т а б л и ц а

Эффективная ширина входной апертуры для различных преломляющих материалов, нм

| θ , град | Материал | | | | |
|-----------------|----------|------|------|-------|-------|
| | W | Cu | Si | LiF | Алмаз |
| 0.05 | 2.65 | 18.1 | 60.3 | 105.5 | 529.3 |
| 0.1 | 5.3 | 36.3 | 121 | 211 | 1059 |
| 0.25 | 13.3 | 90.7 | 301 | 527 | 2647 |
| 0.3 | 15.9 | 109 | 362 | 633 | 3176 |
| 0.6 | 31.8 | 218 | 724 | 1266 | 6352 |
| 0.65 | 34.5 | 236 | 784 | 1371 | 6881 |

на линию CuK_{α} коэффициент пропускания для линии CuK_{β} составлял 88%. Это обеспечивало возможность сбора данных с помощью двух сцинтилляционных детекторов 9, 10 за один цикл углового сканирования. Для удобства сравнения регистрируемые интенсивности спектральных линий выравнивались с помощью ослабителя 11. Угловой шаг сканирования составлял 0.002° , ширина приемной щели 4 равнялась 30 мкм.

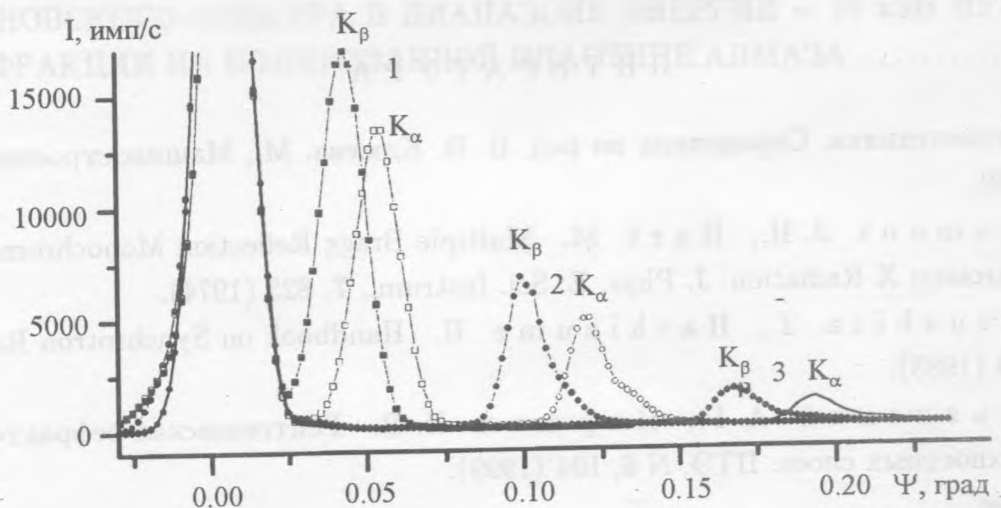


Рис. 3. Угловые диаграммы интенсивности для линий CuK_{α} и CuK_{β} при рефракции на краю полированной пластины алмаза: 1 - угол скольжения $\theta = 0.64^{\circ}$, 2 - $\theta = 0.24^{\circ}$, 3 - $\theta = 0.09^{\circ}$.

На рис. 3 приведены результаты измерения угловых диаграмм интенсивности при

фиксированных углах скольжения первичного пучка $\theta = 0.64^\circ, 0.24^\circ, 0.09^\circ$. Соответствующие указанным углам пары характеристических линий обозначены цифрами 1-3. Вблизи $\Psi = 0$ наблюдается интенсивный максимум, обусловленный прохождением части прямого пучка через зазор между образцом 3 и коллимирующим экраном 2 и используемый в качестве углового репера. Несмотря на наличие шероховатостей и неплоскостности, для всех углов скольжения наблюдается надежное угловое разделение спектральных линий. Отметим также, что экспериментальные кривые приведены без какой-либо математической обработки. Как показывают оценки, введение поправки на аппаратную функцию должно приводить к более чем двукратному уменьшению полуширины рефракционных пиков.

Таким образом, следует ожидать, что при улучшении качества обработки поверхности преломляющей пластины и уменьшении приемной апертуры детектирующего элемента может быть получено разрешение $< 100 \text{ \AA}$, то есть значительно лучше, чем для полупроводниковых детекторов. В сочетании с координатно-чувствительным детектором, например, на основе ПЗС-матрица+сцинтиллятор, это может позволить проводить качественный и количественный анализ спектра как импульсных, так и непрерывных источников рентгеновского излучения.

Работа выполнена при поддержке ФЦП "Интеграция" (проект N A0 133).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Рентгенотехника. Справочник по ред. В. В. Клюева. М., Машиностроение, книга 2, 1980.
- [2] Beaumont J. H., Hart M. Multiple Bragg Reflection Monochromators for Synchrotron X Radiation. J. Phys. E: Sci. Instrum., 7, 823 (1974).
- [3] Matsushita T., Hashizume H. Handbook on Synchrotron Radiation, 1, 290 (1983).
- [4] Турьянский А. Г., Пиршин И. В. Рентгеновская рефрактометрия поверхностных слоев. ПТЭ, N 6, 104 (1999).

Поступила в редакцию 26 января 2000 г.