

Определение рентгеновского спектра по угловой дисперсии излучения в алмазной призме

А. Г. Турьянский¹⁾, И. В. Пиршин, Р. А. Хмельницкий, А. А. Гиппиус

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 117924 Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 марта 2001 г.

Получен рентгеновский спектр жесткого полихроматического излучения с энергией до 40 кэВ по угловой дисперсии пучка в алмазной призме. В отличие от классической оптической схемы анализируемый пучок пропускается через входную грань призмы без преломления и направляется на выходную грань под углом скольжения $\sim (2\delta)^{1/2}$, где δ – реальная часть декремента показателя преломления для коротковолновой границы спектра. Искажения спектра, обусловленные пересечением сферой Эвальда узлов обратной решетки для фиксированного набора длин волн λ , минимизируются путем выбора угловой расходимости пучка $\sim 10'$ в плоскости, нормальной к плоскости рефракции. В области энергий 8–9 кэВ получено энергетическое разрешение < 100 эВ, что превосходит соответствующий параметр для охлаждаемых полупроводниковых детекторов. Предложенная измерительная схема позволяет решить проблему анализа спектра направленных рентгеновских пучков при исследовании быстрых нестационарных процессов генерации.

PACS: 07.60.Nv, 07.85.Nc, 41.50.+h

Возможность определения жесткого рентгеновского спектра с помощью известного в оптике метода призмного спектрометра [1] до настоящего времени по существу не рассматривалась. Это связано с малостью реальной части декремента δ показателя преломления любого вещества в рентгеновском диапазоне ($10^{-6} \leq \delta \leq 10^{-5}$ при энергии излучения $E \sim 10$ кэВ) и с размытием дисперсионной картины вследствие дифракционных эффектов на краю преломляющего образца [2–4]. В [5] нами было показано, что рентгенооптические параметры монокристалла алмаза позволяют, во-первых, минимизировать влияние дифракционных эффектов на преломляющей грани, во-вторых, при падении пучка на границу раздела внутри призмы под углом скольжения $\theta < \theta_c(E)$ (θ_c – критический угол полного внешнего отражения) получить рефракционное сжатие и многократное увеличение угловой дисперсии.

В настоящей работе практически реализована схема призмного рентгеновского спектрометра и по угловой дисперсии излучения в алмазной призме получен полный спектр полихроматического пучка с энергией $E > 6$ кэВ, включая тормозное излучение и флуоресцентные линии.

На рис.1 показана экспериментальная схема спектрометра. Дисперсионным элементом являлась прямоугольная алмазная призма 5, вырезанная по плоскостям {110} с оптически полированными

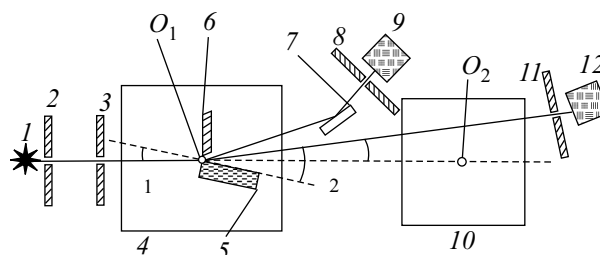


Рис.1. Экспериментальная схема измерения угловой дисперсии: 1 – фокус рентгеновской трубки, 2, 3, 8, 11 – вертикальные коллимационные щели; 4, 10 – гониометры; 5 – образец (призма), 6 – поглощающий экран; 7 – монохроматор; 9, 12 – детекторы излучения

гранями. Выходная преломляющая грань призмы, обращенная к поглощающему экрану 6, имела размеры 2 и 5 мм, соответственно в направлении хода пучка и в перпендикулярном направлении. В качестве источника полихроматического излучения использовалась рентгеновская трубка с Cu анодом. Напряжение на трубке ступенчато изменялось от 15 до 40 кВ. Угол выхода рентгеновского пучка γ , отсчитываемый от зеркала анода, составлял 5° . Излучение регистрировалось сцинтилляционным детектором 12 на базе кристалла NaI(Tl), обеспечивающим эффективность регистрации $> 85\%$ в диапазоне 6–33 кэВ. Призма 5 и детектор 12 размещались на гониометрах 4 и 10, оси вращения которых были расположены по

¹⁾e-mail: tour@mail1.lebedev.ru

оси первичного пучка. Указанная геометрия позволяла увеличить точность измерения малых углов отклонения в $(s+r)/r$ раз, где s – расстояние между осями O_1 и O_2 , r – расстояние от оси O_2 до приемной щели 11. Монохроматор 7 и детектор 9, для которых предусмотрена возможность поворота вокруг оси O_1 , использовались для настройки спектрометра на монохроматической линии спектра.

В измерительной плоскости, совпадающей с плоскостью чертежа (рис.1), и в перпендикулярном направлении полные угловые ширины на полувысоте (ППВ) анализируемого пучка $\Delta\theta_p$ и $\Delta\theta_s$ равнялись, соответственно, $25''$ и $1200''$. При указанных $\Delta\theta_p$ и $\Delta\theta_s$ глубина дифракционных провалов на угловой зависимости коэффициента пропускания призмы при ее угловом качании с использованием линии $\text{CuK}_{\alpha 1}$ (8048 эВ) не превышала 20% от среднего значения в смежных угловых позициях. При этом наиболее глубоким провалам соответствовала энергетическая полоса $\Delta E_d = 3 \div 10$ эВ. Как будет показано ниже, при разложении в спектр выполняется условие $\Delta E_d \ll \Delta E$, где ΔE – энергетическое разрешение призмного спектрометра. Это обеспечивает практически полное сглаживание дифракционных провалов на непрерывном спектре, обусловленных пересечением сферой Эвальда узлов обратной решетки алмаза для дискретного набора полос спектра.

Рентгеновский пучок направлялся на входную боковую грань призмы под углом падения $\varphi = 3''$. При указанной ориентации призмы угол отклонения первичного пучка на типичной длине волны ~ 0.1 нм составляет $\sim 0.001''$, то есть пренебрежимо мал по сравнению с φ . Поэтому $\theta_1 \cong \varphi$, где θ_1 – угол скольжения между плоскостью выходной грани призмы и центральным лучом анализируемого пучка. При расчете угла отклонения первичного пучка в призме $\Psi = \theta_2 - \theta_1$ (см. рис.1) вкладом мнимой части декремента показателя преломления $i\beta$ можно пренебречь, поскольку в исследуемом диапазоне $E > 6$ кэВ для алмаза выполняется условие $\delta(E) \gg |i\beta(E)|$. Переходя в законе синусов к углам скольжения и используя разложение в ряд при $\theta_1 \ll \pi/2$, получаем выражение для угла отклонения первичного пучка после прохождения через призму:

$$\Psi \cong \sqrt{\theta_1^2 + \frac{KZ\rho}{AE^2}} - \theta_1, \quad (1)$$

где K – размерный коэффициент, Z – атомный номер материала преломляющей среды, ρ – плотность материала призмы, A – атомный вес. Обозначая $C = KZ\rho/A$ и дифференцируя (1) по E , получаем

следующую формулу для угловой дисперсии прямоугольной призмы:

$$D(E, \theta_1) = d\Psi/dE = -\frac{2C}{E^3 \sqrt{\theta_1^2 + 2C/E^2}}. \quad (2)$$

На рис.2 показаны угловые диаграммы интенсивности анализируемого пучка после прохождения излучения через призму при различных напряжениях

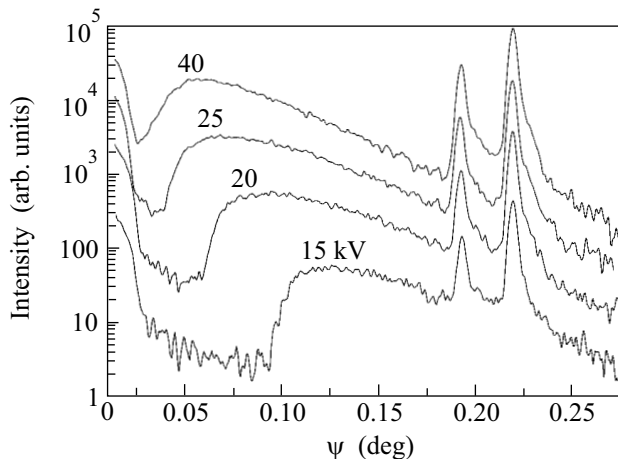


Рис.2. Угловые диаграммы интенсивности преломленного излучения при различных напряжениях на рентгеновской трубке с медным анодом

на рентгеновской трубке. Интенсивные пики на диаграмме обусловлены флуоресцентными линиями меди CuK_{α} (дублет 8028 и 8048 эВ) и CuK_{β} (8906 эВ); подъем интенсивности при малых углах Ψ связан с прохождением части прямого пучка над призмой. По мере увеличения напряжения наблюдается возрастание интенсивности тормозной части спектра и сдвиг коротковолновой границы в сторону малых углов Ψ .

Используя выражения (1), (2), можно перейти от угловых распределений интенсивности, представленных на рис.2, к энергетическому спектру $S(E) = d^2N(E)/dEd\Omega$, измеряемому в заданном направлении, где $d^2N(E)$ – число рентгеновских квантов в диапазоне $(E, E + dE)$, попадающих в телесный угол $d\Omega$, зависящий от расстояния между источником излучения и призмой и от площади входной апертуры спектрометра.

В используемой схеме эффективная ширина входной апертуры спектрометра $d_{ef}(E)$ будет определяться поглощением излучения в призме $A(E)$ и френелевским коэффициентом пропускания $T(E)$ на выходной грани. Значение $A(E)$ может быть легко найдено в рамках геометрической оптики путем решения задачи о прохождении пучка через поглощающий

прямоугольный клин [6]. Зависимость $T(E)$ от угла скольжения может быть получена из френелевских формул [2, 3] путем разложения в степенной ряд при $\theta_1 = 0$:

$$A(E) = \int_0^L e^{-\frac{\mu(E)\rho y}{\cos\theta_1}} dy, \quad (3)$$

$$T(E) \cong 1 - \left\{ \frac{\sqrt{\theta_1^2(E) + 2\delta(E)} - \theta_1}{\sqrt{\theta_1^2(E) + 2\delta(E)} + \theta_1} \right\}^2, \quad (4)$$

где $\mu(E)$ – энергетическая зависимость массового коэффициента ослабления, ρ – плотность материала призмы, y – текущая координата выхода луча из преломляющей грани призмы. Отметим, что при используемых углах скольжения θ_1 разница величин $T(E)$ для s - и p -поляризации пренебрежимо мала, и поэтому преломленный спектр практически не имеет поляризационной зависимости.

На рис.3 показаны экспериментальный энергетический спектр при напряжении на трубке 30 кВ, регистрируемый детектором 12 (кривая 1), и исходный спектр (кривая 2) у выходного окна рентгеновской трубки. Спектр 2 получен из кривой 1 с учетом зависимостей (3), (4), а также ослабления в воздухе и Ве-окне детектора 12 толщиной 0.5 мм. При $E = 8990$ эВ происходит скачок фотопоглощения в меди. Так как угол выхода пучка относительно зеркала анода трубки сравнительно мал, то на вид спектра существенное влияние оказывает поглощение излучения в материале анода. В частности, это приводит к появлению минимума на тормозной части спектра вблизи флуоресцентной линии $\text{Cu}K_\beta$. Наблюдаемая асимметрия спектральных линий обусловлена в основном отклонением преломляющей грани от плоскости вблизи ребра призмы.

С учетом поправки на аппаратную функцию энергетическое разрешение ΔE , характеризуемое ПШПВ линии $\text{Cu}K_\alpha$, равно 97 эВ, что примерно вдвое меньше соответствующего параметра для охлаждаемых полупроводниковых детекторов из Si [7, 8]. Достигнутое разрешение не является предельным и, как показывают оценки, при уменьшении угловой расходимости пучка в плоскости падения может составить < 40 эВ.

Представленные на рис.2, 3 зависимости получены путем непрерывного углового сканирования приемной щелью. Очевидно, что замена одноканального приемника линейкой детекторов, охватывающей весь угловой диапазон перемещения приемной щели, позволит отказаться от углового поворота и, следовательно, регистрировать импульсный спектр в за-

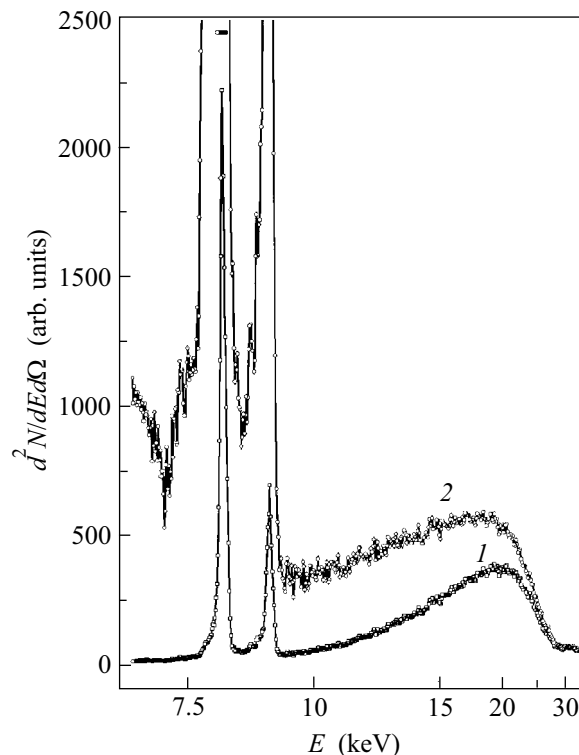


Рис.3. Энергетические спектры рентгеновской трубки с медным анодом при угле выхода $\gamma = 5^\circ$ и напряжении 30 кВ: 1 – у входного окна детектора излучения на расстоянии 135 см от фокуса трубки; 2 – у выходного окна рентгеновской трубки

данном направлении без каких-либо ограничений на длительность импульса. Отметим, что такая задача не может быть решена с помощью кристаллов-анализаторов, так как при фиксации направления регистрации в соответствии с брэгговским условием дифракции необходимо изменение угла поворота анализатора.

В заключение сформулируем основные результаты работы.

1. На базе алмазной призмы практически реализована схема призмного рентгеновского спектрометра и по угловой дисперсии излучения получены спектры жесткого рентгеновского излучения.

2. В диапазоне энергий 8–9 кэВ достигнуто энергетическое разрешение 97–106 эВ, что вдвое меньше соответствующего параметра охлаждаемых полупроводниковых детекторов. Это обеспечивает возможность практического применения призмного спектрометра для анализа спектров интенсивных рентгеновских источников.

3. Показана возможность использования призмной схемы с детекторной линейкой для регистрации

в заданном направлении импульсных рентгеновских спектров без каких-либо ограничений на время возбуждающего импульса.

Работа выполнена при частичной поддержке фонда CRDF (проект # RP2-2105).

1. А. Н. Зайдель, Г. В. Островская, Ю. И. Островский, *Техника и практика спектроскопии*, М.: Наука, 1976.
2. М. А. Блохин, *Физика рентгеновских лучей*, М.: ГИТТЛ, 1957.
3. С. А. Ахманов, С. Ю. Никитин, *Физическая оптика*, М.: Московский университет, 1998.
4. А. Г. Турьянский, И. В. Пиршин, **5**, 90 (2000).
5. А. Г. Турьянский, И. В. Пиршин, Р. А. Хмельницкий, А. А. Гиппиус, *ФТТ* **43** (2001), в печати.
6. А. Г. Турьянский, И. В. Пиршин, *ПТЭ* **6**, 104 (1999).
7. Д. В. Грязнов, А. В. Лупилов, *ПТЭ* **6**, 97 (2000).
8. Ю. К. Акимов, О. В. Игнатъев, А. И. Калинин, В. Ф. Кушнирук, *Полупроводниковые детекторы в экспериментальной ядерной физике*, М.: Энергоатомиздат, 1989.