

НАУЧНЫЕ ЗАМЕТКИ

Г. Г. АВЕТИСЯН

МЕТОД ПОЛЯРИЗАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В рентгенографических исследованиях для увеличения их разрешения и однозначной интерпретации полученных интерференционных картин часто возникает необходимость применять первичный поляризованный пучок, поэтому разработка новых, более эффективных методов поляризации рентгеновского излучения, применяемых в исследованиях, является актуальной задачей, имеющей важное научное и практическое значение.

Как известно, при рассеянии неполяризованного рентгеновского излучения фактор поляризации для σ компоненты равен единице, а для π компоненты — $\cos 2\theta$, где 2θ — угол рассеяния. Следовательно, π компонента исчезает при $2\theta = \pi/2$ и получается полная поляризация [1]. Однако этот способ поляризации при вульф-брэгговском отражении от атомных плоскостей неудобен тем, что угол Вульфа-Брэгга должен равняться 45° , а это достаточно сложно. Действительно, при $\theta = 45^\circ$ трудно подобрать семейство отражающих плоскостей (межплоскостное расстояние d) и рентгеновское излучение (длину волны λ) для удовлетворения условию Вульфа-Брэгга $2d \sin \theta = n\lambda$. А если это условие каким-то образом удовлетворено, этот угол рассеяния ($2\theta = 90^\circ$) очень большой и под этим углом рассеяния атомный фактор $f(2\theta)$ сильно падает, в связи с чем интенсивность отражения ничтожная.

Согласно эффекту Бормана, при котором интерференционное поглощение π компоненты гораздо больше, чем для σ компоненты, при отражении рентгеновских лучей по Лауэ от достаточно толстого кристалла π компонента исчезает и остается только σ компонента [2]. Легко можно убедиться в том, что светосила этого метода поляризации также мала. При прохождении $\text{Cu K}\alpha$ излучения через кристалл Ge толщиной 1 мм поглощение без дифракции дает затухание в $\exp(-38)$ раз [3]. При отражении по Лауэ (220) поглощение для четырех полей соответственно равно:

- σ поляризация, второе поле: $\exp(-1,9)$.
- π поляризация, второе поле: $\exp(-12,5)$;
- σ поляризация, первое поле: $\exp(-7,4)$;
- π поляризация, первое поле: $\exp(-63,5)$.

С помощью метода, описанного в данной статье, можно получить интенсивный пучок поляризованного рентгеновского излучения.

Это достигается следующим образом: рентгеновское излучение из точечного источника или кристалл-монокроматора падает на кристалл под углом Вульфа-Брэгга. Вращением монокроматора в пределах угловой области отражения в случае плоской волны или с помощью щелей (3—5 мкм) в случае сферической волны отражение ограничивают только в тех углах полного отражения σ поляризации, которые расположены вне угловой области полного отражения излучения π поляризации. Пользуясь тем, что угловая ширина полного брэгговского отражения для излучения σ поляризации больше, чем для π поляризации (рис. 1), можно естественное характеристическое излучение поляризовать.

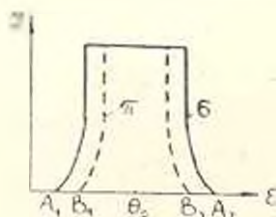


Рис. 1. Схемы угловых областей полных брэгговских отражений π и σ поляризаций.

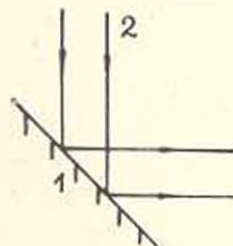


Рис. 2. Получение поляризованного рентгеновского излучения при плоской падающей волне.

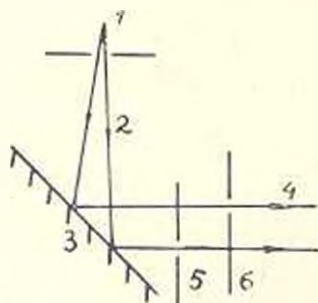


Рис. 3. Получение поляризованного рентгеновского излучения при сферической падающей волне.

На рис. 2 показан случай поляризации, когда из поляризатора 1 падает плоская волна 2. В рассматриваемом случае кристалл-поляризатор качается и со смещением отражения от точного угла Вульфа-Брэгга в пределах угловой области отражения край полного отражения перемещается или в области A, B , или в область B, A . (рис. 1). На рис. 3 показан случай поляризации, когда на поляризатор 3 с асимметричным отражением падает сферическая волна 2. С помощью одной из щелей 5 или 6, имеющих ширину 3—5 мкм, пропускают только одну из поляризованных частей широкого пучка, соответствующих угловым областям A, B , или B, A .

Как видно из рис. 1, в угловых областях A, B , и B, A , полное отражение получается только для излучения σ поляризации — области от-

ражения линейно поляризованного излучения, а в области B, B_2 получается полное отражение как для σ поляризации, так и для π поляризации — область неполяризованного излучения.

Между угловыми ширинами полных отражений σ и π поляризаций существует следующее соотношение

$$B_1 B_2 = A_1 A_2 \cos 2\theta. \quad (1)$$

Как видно из (1), даже при средних углах Вульфа-Брэгга 0 области отражения линейно поляризованного излучения A, B , и B_2, A_2 могут иметь заметные ширины и экспериментально можно реализовать получение линейно поляризованного излучения. При симметричных отражениях удовлетворяется соотношение

$$A_2 B_1 = B_2 A_1 \sin^2 \theta, \quad (2)$$

которое легко можно получить из (1). Из (2) видно, что угловые области отражения линейно поляризованного излучения тем больше, чем больше угловая ширина полного отражения и чем больше угол θ .

Экспериментальное исследование получения линейно поляризованного рентгеновского излучения большой интенсивности проведено для обоих случаев. В первом случае на вращающийся в пределах угловой области отражения кристалл падает плоская волна, а во втором случае на неподвижный кристалл-поляризатор падает сферическая волна и с помощью узких щелей ограничиваем поляризованное излучение отраженного от кристалла пучка. Чтобы проверить степень поляризации рентгеновского излучения, вышедшего из областей A, B , и B_2, A_2 , по ходу его распространения располагали рассеивающее вещество и с помощью счетчиков-регистраторов определяли интенсивность рассеянного излучения в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Степень поляризации линейно поляризованного излучения определяем по формуле [4]

$$R = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}} \cdot 100\%,$$

где $I_{\perp}$ и $I_{\parallel}$ — интенсивности рассеянных волн. При $I_{\parallel} = 0$ получается полная поляризация ($R = 100\%$). В условиях данного эксперимента степень поляризации достигала около 95%.

Этот метод, основанный на эффекте полного отражения, дает возможность получить достаточно интенсивное линейно поляризованное рентгеновское излучение в лабораторных условиях.

ЕрПИ им. К. Маркса

10. IV. 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. Джеймс Р. В. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей — М.: Иноиздат, 1960. — 572 с.
2. Пинскер Э. Г. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальном кристалле. — М.: Наука, 1974. — 368 с.
3. Каули Дж. Физика дифракции — М.: Мир, 1979. — 431 с.
4. X-Ray Diffraction L. V. Azaroff, R. K. Kaplow, N. Kato and oth — New York: Mc Graw-Hill, Inc., 1974. — 664p.