ПРЕЦИЗИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГИИ γ-ЛУЧЕЙ

В последние годы Дюмондом с сотрудниками[1—4] разработана новая модификация диффракционного метода измерения энергии γ-лучей.

Как известно, изучение диффракции γ-лучей на кристаллах является в историческом отношении одним из первых методов γ-спектроскопии. однако этот метод довольно скоро перестал применяться, поскольку он требовал использования весьма интенсивных узких пучков γ-лучей, причём с увеличением энергии γ-квантов для достижения удовлетворительной разрешающей способности приходилось резко уменьшать светосилу установки. Это обстоятельство легко понять, если иметь в виду, что при диффракционном анализе γ-излучения по методу вращающегося кристалла должно выполняться условие отражения Вульфа-Брегга

$$2d \sin \vartheta = n\lambda, \tag{1}$$

где d — постоянная кристаллической решётки, λ — длина волны γ-излучения, ϑ — угол скольжения, n — порядок максимума (обычно работают с первым порядком, т. е. $n = 1$). Если $\Delta\lambda$ — наименьшая разность длин волн двух γ-линий, которые ещё отчётливо разрешаются прибором, то из (1) следует, что для малых ϑ $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim \frac{\Delta\vartheta}{\vartheta}$. Поскольку с увеличением энергии γ-лучей λ уменьшается, то угол ϑ, соответствующий $n = 1$, будет также уменьшаться, и для сохранения постоянства приходится уменьшать апертуру пучка $\Delta\vartheta$. Например, при $d \sim 1$ Å, $\lambda \sim 10^{-2}$ Å ($h\nu \sim 10^6$ eV) ϑ будет $\sim 2°$ и для достижения $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 1\%$ $\Delta\vartheta$ должно быть всего 0,02°.

Метод вращающегося кристалла для анализа γ-излучения впервые использовался Резерфордом и Андраде (1914). Впоследствии рядом исследовате-

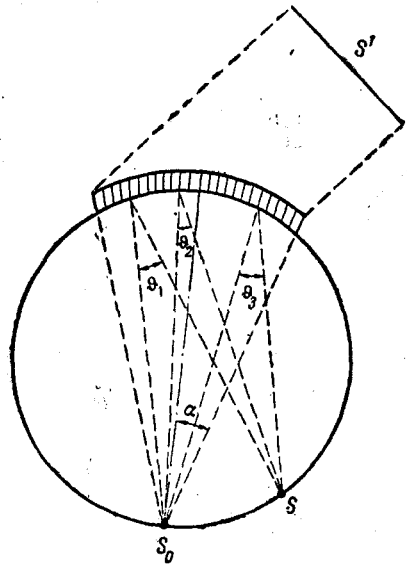
лей метод был усовершенствован, причём наилучшим результатом считалось измерение длины волны одной из γ-линий Ra (B + C) $\lambda = 1{,}6 \cdot 10^{-2}$ Å ($h\nu = 770$ KeV) с точностью до 7%. Новый прибор, построенный Дюмондом с сотрудниками, позволяет измерить длины волн до $7 \cdot 10^{-3}$ Å ($h\nu = 1{,}75 \times \times 10^6$ eV) и притом с точностью, в 100 раз превышающей точность лучших измерений по способу вращающегося кристалла. Такая точность превосходит точность всех до сих пор известных методов определения энергии γ-лучей, в том числе и способов, связанных с применением магнитных β-спектрографов (например, по измерению энергии конверсионных электронов). В таблице приведены результаты измерений Дюмонда с сотрудниками[4] энергий γ-линий Xe^{131}, образующегося в результате β-распада J^{131} (период полураспада 8,0 дня). Сопоставление результатов Дюмонда и др. с данными лучших β-спектрографических работ Метцгера и Дейча[5] и Оуена Моэ и Кука[6] показывает, что точность, достигнутая этими авторами, в 20—30 раз меньше точности измерений Дюмонда с сотрудниками. Вообще наибольшая точность измерений энергий γ-линий с помощью современных магнитных β-спектрографов не превышает 0,1%, тогда как диффракционные измерения Дюмонда с сотрудниками дают ошибки порядка 0,01%. Из приведённых данных ясно, что мы имеем дело с прецизионным методом γ-спектроскопии.

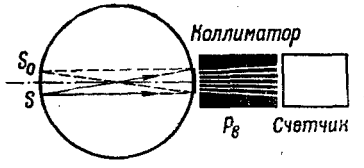
Энергии γ-линий Xe^{131}

Дюмонд с сотрудниками[4]		Измерения с β-спектрографами			
		Метцгер и Дейч[5]		Оуен и Кук[6]	
Энергия (KeV)	Точность %	Энергия (KeV)	Точность %	Энергия (KeV)	Точность %
80,133	0,06	80	1,25	83	2,4
284,13	0,035	283	1,06	286	1,2
364,18	0,028	363	0,83	368	1,9

Принципиальная схема нового прибора показана на рисунке. Кристалл изогнут по дуге окружности радиуса R, причём продолжения линий, изображающих атомные плоскости, сходятся в S_0. Источник γ-лучей помещается в S, диффрагированные лучи занимают область S'. Таким образом, спектрометр работает в «проходящем свете». При изучении жёстких рентгеновских лучей, когда источник излучения представляет собой антикатод трубки, его удобно помещать в S' и регистрировать диффрагированные лучи в S. Так как углы ϑ_1, ϑ_2, ϑ_3 и т. д. равны между собой (как вписанные углы, опирающиеся на одну и ту же дугу), то, очевидно, конечная ширина пучка γ-лучей, выходящих из S, никак не скажется на ширине диффракционного максимума. Диффрагированные лучи, пройдя через свинцовый коллиматор, регистрируются счётчиком. При заданной энергии γ-лучей и фиксированном положении коллиматора со счётчиком условие Брегга будет выполняться лишь при некотором определённом положении источника излучения на окружности. Максимум отсчётов счётчика для γ-излучения разных длин волн будет, следовательно, наблюдаться при разных положениях источника S. Возможность применения электрического способа регистрации диффрагированного γ-излучения в описываемом при-

боре обусловлена его значительной дисперсией и уже сама по себе представляет преимущество в сравнении с ранее употреблявшимся фотографическим методом, требующим использования гораздо более интенсивных пучков или осуществления длительных экспозиций.





Расчёт показывает, что разрешающая сила спектрографа связана исключительно с погрешностями в изготовлении кристалла, именно, с отклонением ограничивающих его поверхностей от дуги окружности. Если это отклонение мало, то имеет место соотношение

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{\cos\vartheta\,(1-\cos\vartheta)}{\cos(\alpha+\vartheta)}, \qquad (2)$$

где α — «апертурный» угол (см. рисунок). В случае жёстких γ-лучей $\vartheta < \alpha \ll 1$, и (2) переходит в формулу

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{1}{2}\alpha^2. \qquad (3)$$

Таким образом, разрешающая сила спектрографа в области достаточно коротких длин волн не зависит от длины волны в отличие от положения, имеющего место в спектрометрах, основанных на принципе вращающегося кристалла.

Конкретные данные построенного Дюмондом с сотрудниками прибора таковы: $R = 2$ *м*, размеры кристалла — 80 *мм* $\times$ 70 *мм* $\times$ 1 *мм*, $\alpha \approx 0{,}02$ радиана, дисперсия при коротких длинах волн — $1{,}186 \cdot 10^{-3}$ Å/*мм*.

В одной из цитированных выше работ[3] даётся подробное описание технологии изготовления изогнутых кристаллов.

И. С. Шапиро

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. W. M. Du Mond, Rev. Sci. Instr. **18**, 626 (1947).
2. J. W. M. Du Mond, D. A. Lind, E. R. Cohen, Rev. Sci. Instr. **18**, 617 (1947).
3. J. W. M. Du Mond, D. A. Lind a. Watson, Phys. Rev. **73**, 1392 (1948).
4. J. W. M. Du Mond, D. Lind, J. Brown, D. Klein, D. Müller, Phys. Rev. **75**, № 10 (1949)
5. F. Metzger, M. Deutsch, Phys. Rev. **74**, 1640 (1948).
6. G. E. Owen, D. Moe, C. S. Cook, Phys. Rev. **74**, 1879 (1948).