

КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ СВОЙСТВА γ -ПУЧКОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ДИАПАЗОНА

А.В.Колпаков, Р.Н.Кузьмин

Цель настоящего исследования — изучение корреляционных свойств гамма пучков рентгеновского диапазона. Монохроматическим источником мёссбауэровских гамма-квантов с энергией 23,8 кэв служил радиоактивный изотоп $\text{Sn}^{119\text{m}}$ характеристическое излучение рентгена К-серии олова отфильтровывалось палладием толщиной 20 мк. Излучение источника 1 проходит через коллиматор 2 и попадает на кристалл каменной соли 3, установленный на гониометрической головке в необходимой ориентации, рис.1. Дифрагировавшие лучи, принадлежащие одной системе отражений, через защитный экран с отверстиями 4 попадают на кристалл — сцинтиллятор $\text{NaJ}(\text{Tl})$ фотоумножителя ФЭУ-13 5.

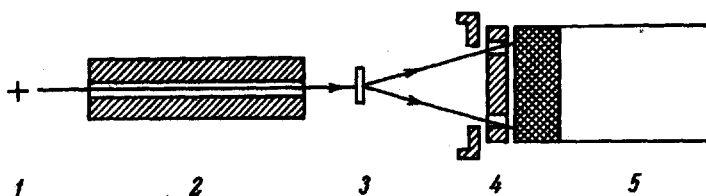


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 — источник излучения, 2 — коллиматор, 3 — кристалл-рассеиватель, 4 — экран с отверстиями и шторками, 5 — фотоэлектрический умножитель с кристаллом

Отверстия 4 снабжены шторками, которые могут независимо открываться и закрываться. Точность установки кристалла счетчика по отношению к дифрагировавшим лучам $\pm 0,5$ мм. В отличие от подобных экспериментов в оптической области, где обычно применяется метод задержанных совпадений, нами использовалась методика, основанная на свойствах счетчика фотонов, обладающего мертвым временем.

На предварительной стадии эксперимента проводились измерения мертвого времени для всей регистрирующей системы методом регулируемого изменения интенсивности источника. Источником излучения служила рентгеновская трубка. В этом случае мертвое время τ может быть найдено из выражения:

$$\tau = \frac{k I_1 - I_2}{I_2 (I_2 - I_1)},$$

где $k = I_2 / I_1$; $I_{1,2}$ — первое и второе значение анодного тока в трубке; $I_{1,2}$ — соответственно интенсивности.

Согласно нашим измерениям $\tau \sim 3 \cdot 10^{-6}$ сек. Несколько завышенная величина τ может быть объяснена невозможностью плавной регулировки высокого напряжения на аноде трубки. Однако большая точность в определении τ , как будет видно из дальнейшего не необходима.

Методика проведения эксперимента достаточно проста. Поочередно открывая шторы экрана t , можно измерить средний счет \bar{N}_1 и \bar{N}_2 за t секунд от каждого дифракционного луча в отдельности и определить интенсивности счета $I_1 = \bar{N}_1/t$, $I_2 = \bar{N}_2/t$, а затем, измерить средний счет $\bar{N}_{1,2}$ за t секунд от двух лучей вместе. Так как регистрирующая система обладает некоторым мертвым временем τ , то интенсивность $I_{1,2}$ при совместном действии лучей должна быть несколько меньше, чем сумма интенсивностей $I_1 + I_2$ за счет возможных одновременных (в пределах τ) случайных попаданий квантов из первого и второго луча:

$$I_1 + I_2 - I_{1,2} = 2I_1I_2\tau. \quad (1)$$

В присутствии фона (1) очевидным образом переходит в (2):

$$I_1 + I_2 - (I_{1,2} + I_\Phi) = 2(I_1 - I_\Phi)(I_2 - I_\Phi)\tau. \quad (2)$$

Если же равенство (2) не имеет места, то есть основание предполагать корреляцию в приходе импульсов на вход регистрирующего устройства.

Более полные сведения о корреляционных свойствах пучков можно получить из измерений спектральных распределений счета каждого луча в отдельности и обоих вместе. Спектральное распределение счета каждого луча в отдельности подчиняется нормальному закону:

$$n^\circ(N_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D_i}} \exp - \frac{(N_i - \bar{N}_i)^2}{2D_i}; \quad i = 1, 2 \quad (3)$$

с максимумом в \bar{N}_1 и \bar{N}_2 соответственно. Счет N_i складывается из собственно сигнала \bar{N}_i° и постоянно присутствующего фона \bar{N}_Φ :

$$\bar{N}_i = \bar{N}_i^\circ + \bar{N}_\Phi.$$

Дополнительный фон, попадающий в окно входит в \bar{N}_i° и отдельно не рассматривается. Спектральное распределение счета при совместном действии лучей так же подчиняется нормальному закону и в общем случае имеет вид:

$$n^\circ(N_{1,2}) = \frac{1}{2\pi\sqrt{D_1D_2}(1-R^2)} \exp - \frac{1}{1-R^2} \left[\frac{(N_1 - \bar{N}_1^\circ)^2}{2D_1} - R \frac{(N_1 - \bar{N}_1^\circ)(N_2 - \bar{N}_2^\circ)}{\sqrt{D_1D_2}} + \frac{(N_2 - \bar{N}_2^\circ)^2}{2D_2} \right]. \quad (4)$$

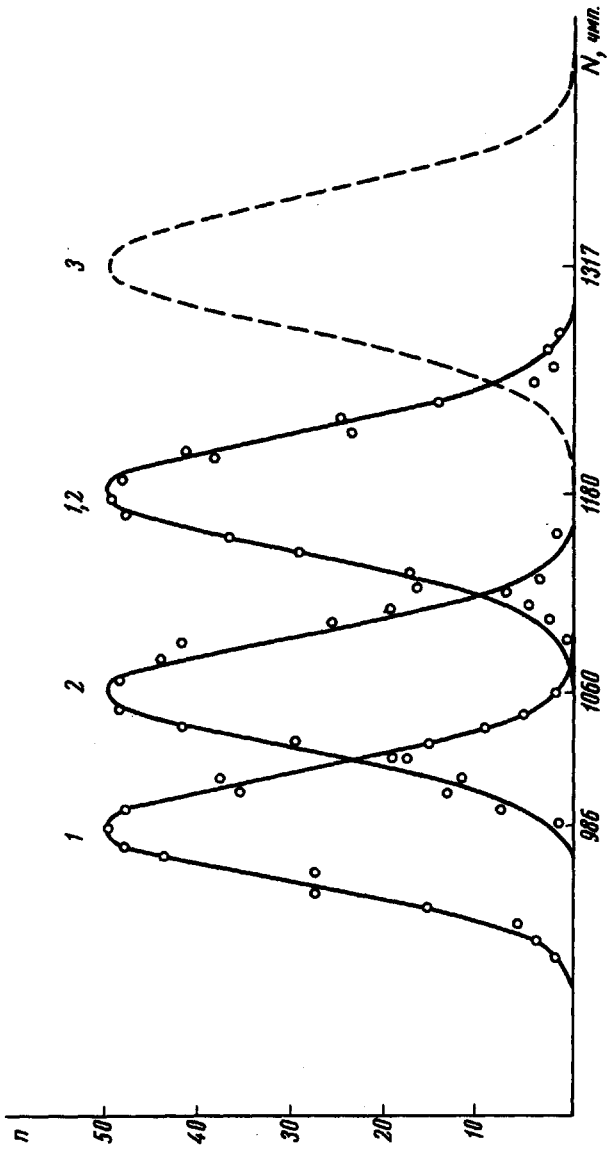


Рис.2. Спектральные распределения счета: 1 — первого луча; 2 — второго луча; 1, 2 — обих лучей вместе; 3 — теоретическая кривая, построенная в предположении полной независимости лучей 1 и 2

Если времена прибытия квантов в разных пучках совершенно независимы, то (4) переходит в (5):

$$n^{\circ}(N_{1,2}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D_{1,2}}} \exp - \frac{1}{2} \frac{[N_{1,2} - (\bar{N}_1^{\circ} + \bar{N}_2)]^2}{D_{1,2}}, \quad (5)$$

т.е. в нормальное распределение с максимумом в $\bar{N}_1^{\circ} + \bar{N}_2$ и дисперсией $D_{1,2} = D_1 + D_2$.

Выражения (3)–(5) записаны в предположении, что $r = 0$; в нашем случае малых загрузок это предположение вполне оправдано.

Если же пучки излучения обладают подобной пространственно-временной структурой, то параметр R в (4) отличен от 0 и может принимать значения в пределах $0 \leq |R| \leq 1$. Случай $R = 1$, соответствует строгой взаимосвязи в пучках.

Результаты наших измерений приведены на рис.2. По оси абсцисс откладывается счет за $t = 10$ сек, а по оси ординат абсолютные частоты появления данного счета. Каждая кривая составлена по результатам ~ 300 измерений.

Кривые 1 и 2 – спектральные распределения счета каждого луча в отдельности, включая фон. Кривая 1–2 экспериментальное распределение счета при совместном действии лучей. Наконец, пунктирная кривая 3 – теоретическое распределение построенное в предположении полной независимости пучков, согласно (5).

Из представленных распределений достаточно ясно видно, что кривая 1–2 не совпадает с кривой 3 и, следовательно, может быть идентифицирована как спектральное распределение зависимых событий при $R \neq 0$.

Параметр R в нашем случае может быть отождествлен с нормированной корреляционной функцией первого порядка и равен:

$$R = \frac{\bar{N}_1^{\circ} + \bar{N}_2^{\circ} - \bar{N}_{1,2}^{\circ}}{\bar{N}_1^{\circ}},$$

$$\bar{N}_i^{\circ} = \bar{N}_i - \bar{N}_{\Phi}, \quad (6)$$

где $\bar{N}_1^{\circ} < \bar{N}_2^{\circ}$. Дисперсия D_R из (6) равна $D_R = (\bar{N}_1^{\circ})^{-2}(\bar{N}_1^{\circ} + \bar{N}_2^{\circ} + \bar{N}_{1,2}^{\circ})$ так что численно $R = 0,4$, а относительная ошибка δ_R равна $\sqrt{D_R}/R = 5,0\%$.

Таким образом экспериментально показана возможность получения частично когерентных пучков в рентгеновском диапазоне длин волн, что представляет интерес не только в смысле расширения идей оптики видимого света в рентгеновскую область, но и как возможное основание для единого и полного решения фазовой проблемы структурного анализа [1].

Обнаруженную корреляцию фотонов для низколежащих ядерных резонансов со сравнительно длительными временами высвечивания (для Sn^{119m} $\tau \sim 10^{-7}$ сек) можно объяснить процессом взаимодействия эле-

ментарных излучателей в источнике. Если принять, что переход ядер из возбужденного состояния в основное через испускание γ -кванта происходит согласованно в пределах τ для некоторой области возбуждения или даже для нескольких перекрывающихся областей, то волновой пакет, испущенный в каком-либо направлении, формируется несколькими квантами одновременно. Монокристалл осуществляет исключительно роль полупрозрачного зеркала, производя деление фронта волнового пакета, и амплитуды, но разделенные пучки продолжают обладать подобной пространственно-временной структурой. Поэтому при регистрации для обоих открытых окон увеличивается число совпадений по сравнению со случайными (или по сравнению с числом совпадений за счет Бозе-статистики). Нам не представляется возможным останавливаться на рассмотрении общих вопросов оптической когерентности и статистики фотонов; современное состояние проблемы достаточно полно изложено в лекциях Глаубера [2] и обзоре Вольфа и Манделя [3].

Физический факультет
Московского
Государственного университета
им. М.В.Ломоносова

Поступило в редакцию
25 июля 1967 г.
После переработки
16 ноября 1967 г.

Литература

- [1] Р.Н.Кузьмин, А.В.Колпаков, Г.С.Жданов. Кристаллография, 11, 511, 1966.
[2] Р.Глаубер. Оптическая когерентность и статистика фотонов. Сб. Квантовая оптика и квантовая радиофизика. М., 1966.
[3] Э. Вольф, Л.Мандель. УФН, 87, 491, 1965; УФН, 88, 347, 1966; УФН, 88, 619, 1966.

* Максимум распределения (5) расположен в $\bar{N}_{12} = \bar{N}_1^0 + \bar{N}_2^0 + \bar{N}_\psi$. Согласно измерениям $\bar{N}_1^0 = 257$, $\bar{N}_2^0 = 331$, $\bar{N}_\psi = 729$, поэтому $\bar{N}_{12} = 1317$.