

Л. А. КУЛЬЧИЦКИЙ, Г. Д. ЛАТЫШЕВ и Д. Г. БУЛЫГИНСКИЙ
**УГЛОВАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ КОРОТКОПРОБЕЖНЫХ α -ЧАСТИЦ
и γ -КВАНТОВ**

(Представлено академиком А. Ф. Иоффе 27 XI 1948)

Введение. Опыты Чанга⁽¹⁾ по изучению короткопробежных α -частиц $P\alpha$ и $R\alpha$ показали, что интенсивности группы короткопробежных α -частиц оказались на опыте в тысячи раз больше, чем это следует из закона Гейгера—Неттола для соответствующих энергий. Возможное объяснение этого расхождения, данное А. Б. Мигдалом, состоит в следующем: α -радиоактивные ядра способны совершать поверхностные колебания, причем амплитуда колебаний возрастает с энергией возбуждения ядра. Происходящее при этом изменение формы будет приводить к уменьшению потенциального барьера в некоторых направлениях и, следовательно, к увеличению вероятности α -распада. Направление полета α -частиц будет, таким образом, зависеть от направления наибольшей деформации ядра. Вылет короткопробежной α -частицы всегда сопровождается вылетом γ -кванта. Направление электромагнитного излучения возбужденного ядра также должно зависеть от характера поверхностных колебаний ядра. Следовательно, надо ожидать существенной связи между направлениями вылета короткопробежной α -частицы и сопровождающего его γ -кванта.

Впрочем, подобная корреляция вытекает уже из формальных соображений, связанных с законами сохранения момента количества движения.

Эти соображения однозначно определяют корреляцию в тех случаях, когда момент ядра до вылета или после вылета α -частицы равен нулю. В остальных случаях корреляция зависит от характера деформации ядра до и после вылета α -частицы. Когда момент ядра до вылета α -частицы и после вылета γ -кванта равен нулю, а в промежуточном состоянии равен 2, то, как легко показать, пользуясь законами сохранения момента, как указывалось выше, в этом случае корреляция определяется независимо от характера деформации ядра. Угловое распределение дается функцией

$$f(\theta) \sim \sin^2 2\theta.$$

Особенно интересны случаи, когда в начальном состоянии момент ядра не равен нулю, так как в этих случаях корреляция зависит от характера деформации ядра.

В настоящей работе* исследовалась корреляция между направлением вылета α -частиц и γ -квантов в смеси радиотория и тория С (приблизительно в равном количестве). Момент начального состояния ядра радиотория, так же как и момент ядра после вылета γ -кванта, равен нулю (четно-четное ядро). К сожалению, трудно высказать определенные суждения о моменте. По вышеуказанным соображениям

* Работа выполнена по предложению А. Б. Мигдала.

большой интерес представляет измерение корреляции в протактинии, у которого момент не равен нулю (нечетно-четное ядро) и который также имеет интенсивные группы короткопробежных α -частиц.

Методика измерения. Схема установки для измерения углового распределения совпадений ясна из рис. 1. α -частицы регистрировались пропорциональным счетчиком *A*. На оси поворота счетчика помещался источник *B*. γ -кванты регистрировались счетчиком *C*, закрепленным неподвижно. Вращая счетчик *A*, можно было изменять угол между регистрируемыми α -частицами и γ -квантами в пределах от 0 до 180°.

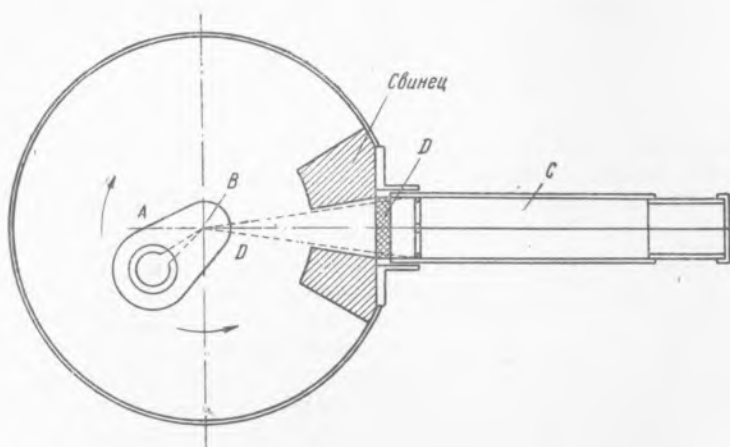


Рис. 1

Счетчик α -частиц был цилиндрическим, диаметром 11 мм и длиной 30 мм, толщина нити 0,1 мм. Счетчик сначала был сделан из латуни, а затем заменен алюминиевым с толщиной стенок 0,2 мм, для того чтобы уменьшить поглощение γ -квантов при малых углах. α -частицы входили в счетчик через отверстие в боковой стенке, затянутое целофановой пленкой толщиной 5 μ ; расстояние отверстия от источника α -частиц 18 мм, диаметр отверстия 3,5 мм. Счетчик наполнялся техническим аргоном при давлении 600 мм.

Счетчик γ -квантов — самогасящий, наполненный смесью 10% спирта и 90% аргона. Внутренний диаметр счетчика 18 мм, рабочая длина 60 мм, диаметр нити 0,1 мм. Для увеличения эффективности счета γ -квантов внутренняя поверхность счетчика покрывалась слоем свинца. γ -кванты впускались через торцевую стенку из латунной фольги толщиной 0,1 мм.

Широкополосный линейный усилитель, усиливающий импульсы пропорционального α -счетчика, собран по схеме Бензона (2) с небольшими переделками. Шумы обрезались отрицательным сеточным смещением отдельной лампы после усиления импульсов, а затем уравнивались мультивибратором с постоянной времени 10^{-6} сек. и подавались на предсовпаденческую лампу схемы Росси. Такое обрезание и уравнивание импульсов дало возможность получить „плато“ счетной характеристики пропорционального счетчика в то время, как γ -кванты и β -частицы им не регистрировались.

Импульсы самогасящего счетчика γ -квантов подавались на лампу совпадений после 2-каскадного усиления и некоторой затяжки по времени. Необходимость затяжки обусловливается различием схем усилителей для импульсов α -частиц и γ -квантов. Затяжка постоянной величины после 2-каскадного усилителя осуществлялась путем введения самоиндукции и емкости в цепь мультивибратора. Точная регу-

лировка смещения фазы импульсов α -частиц достигалась изменением сеточного потенциала лампы, обрезающей шум. Отсутствие этого смещения устанавливалось по максимуму действительных совпадений. Наименьшее разрешающее время схемы совпадений было $1 \cdot 10^{-7}$ сек. Оно определялось при загрузке счетчиков излучением от разных источников по формуле:

$$c = 2\tau N_{\alpha} N_{\gamma},$$

где c — число случайных совпадений, N_{α} и N_{γ} — загрузки α - и γ -счетчиков, τ — разрешающее время на совпадение. Для устойчивой работы схемы на совпадениях τ должно было быть не меньше, чем $2 \cdot 10^{-7}$ сек.

Результаты измерений. Измерения и обработка результатов производились сериями по 10 измерений на каждой установке угла и 20 измерений фона случайных совпадений. В этом случае:

$$\tau = \bar{c}_0 / 2 \bar{N}_{\alpha}^0 \bar{N}_{\gamma}^0,$$

где \bar{c}_0 — среднее число из 20 измерений случайных совпадений при измерении фона, \bar{N}_{α}^0 и \bar{N}_{γ}^0 — средняя величина загрузки α - и γ -счетчиков при измерении фона. Тогда фон случайных совпадений при определенных установках угла:

$$c = 2\tau \bar{N}_{\alpha} \bar{N}_{\gamma} = \bar{c}_0 \bar{N}_{\alpha} \bar{N}_{\gamma} / \bar{N}_{\alpha}^0 \bar{N}_{\gamma}^0,$$

где \bar{N}_{α} , \bar{N}_{γ} — средние из 10 измерений загрузки α - и γ -счетчиков при измерениях совпадений под данным углом.

Вычитая c из числа совпадений, получим число действительных совпадений. Общий результат измерений приведен в табл. 1 и в виде графика на рис. 2.

Из этих данных видно, что имеют место максимумы числа действительных совпадений под углами 45° и 135° и некоторое повышение при измерениях под углами 0° и 180° .

Во всех случаях, как это видно из рис. 3, источник располагался под углом 90° по отношению к вылету α -частиц, поэтому неодинаковые условия вылета α -частиц из-за возможной неоднородности источника не могли оказать какое-либо влияние на угловое распределение совпадений. Только при измерении под углом 90° источник располагался не перпендикулярно к вылету α -частиц, как это было во всех остальных случаях, а под углом 70° , так как в противном случае пучок γ -квантов частично экранировался бы держателем источника. При этом загрузка α -счетчика немного меньше, чем во всех остальных сериях. Естественно возникает предположение, что уменьшение общего числа α -частиц будет происходить непропорционально уменьшению короткопробежных α -частиц, в результате чего должно уменьшиться число действительных совпадений.

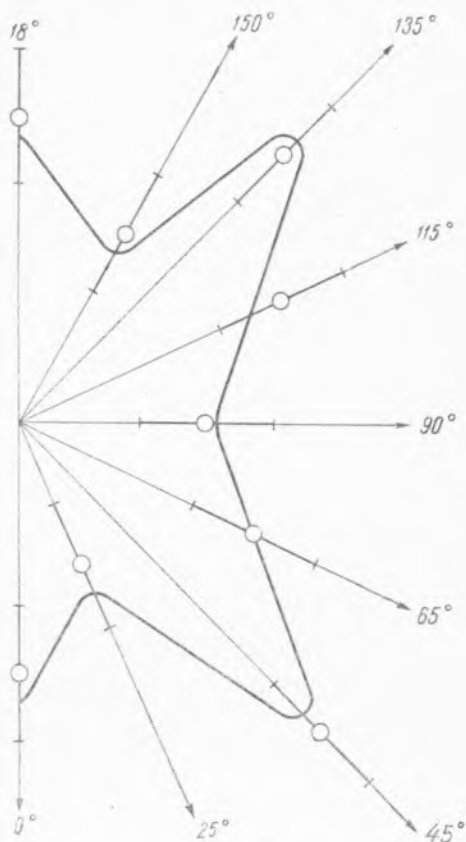


Рис. 2

Угол	Общее число совпадений	Число случайных совпадений	Число действительных совпадений
0°	7985	7426	559 ± 150
25	7822	7481	341 ± 150
45	8336	7374	962 ± 100
65	7881	7202	579 ± 110
90	7360	7000	360 ± 110
115	7887	7242	645 ± 110
135	8114	7275	839 ± 110
155	7446	7269	477 ± 110
180	7945	7228	717 ± 110

Для выяснения этого вопроса были поставлены контрольные опыты, в которых измерялось число совпадений под углом 70° по отношению к α -счетчику (рис. 3, $45^\circ(K)$).

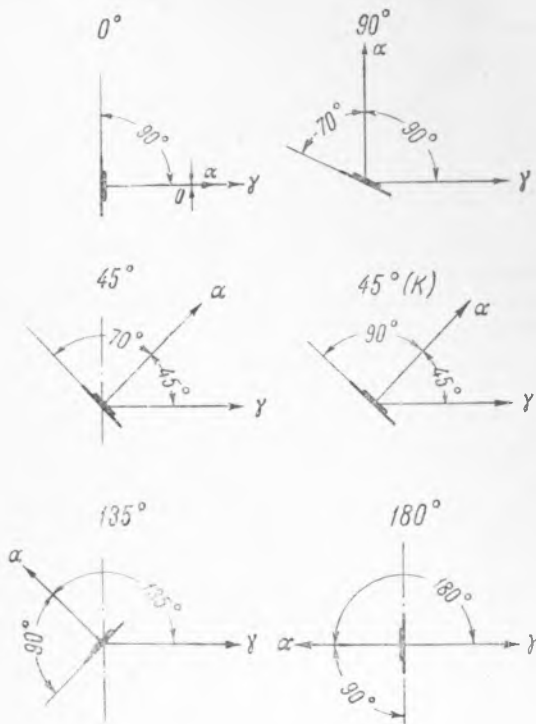


Рис. 3

Ленинградский физико-технический институт
Академии наук СССР

Поступило
22 XI 1948

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ W. J. Chang, Phys. Rev., 69, 60 (1946); 70, 632 (1946). ² B. V. Benson, Rev. of Sc. Instr., 17, 533 (1946).