

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРА СМЕСИ М1- И Е2 - ИЗЛУЧЕНИЙ

ДЛЯ ПЕРЕХОДА 0,341 Мэв В ЯДРЕ Ti^{49}

А.П.Богданов, В.Н.Тадэуш, Е.И.Фирсов

Как показано в работах [1,2], эксперименты по измерению угловой корреляции двух каскадных γ -квантов, из которых первый является смешанным, можно использовать для проверки инвариантности ядерных сил по отношению к операции обращения времени.

В работе [3] предложен и подробно рассчитан эксперимент, позволяющий снизить ошибку в определении нечетной по отношению

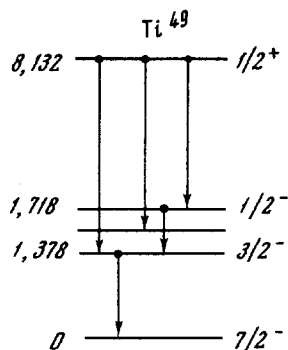


Рис. 1. Фрагмент схемы уровней ядра Ti^{49}

к операции обращения времени части гамильтониана. Предлагается использовать каскадный переход $1/2^-(M1+E2)3/2^-(E2)7/2^-$ в ядре Ti^{49} . Исходным уровнем этого каскада является уровень с энергией 1,719 Мэв, который разряжается каскадным переходом через уровень 1,378 Мэв с испусканием γ -лучей 0,341 и 1,378 Мэв (рис.1). Второй переход в этом каскаде является чистым Е2-переходом, а первый может быть типа М1 или смесью М1 и Е2. Имеющиеся в литературе данные относительно мультиплетности γ -излучения 0,341 Мэв противоречивы. В работе [4] этот переход определяется как смесь М1 + Е2 с параметром смеси δ , равным -0,1 или +2,2.

В работе [5] делается вывод, что этот переход является чистым М1 - переходом.

Настоящая работа предпринята с целью устранения указанного противоречия.

Мишень из металлического титана диаметром 8 мм и толщиной 2 мм облучалась коллимированным пучком нейтронов с кадмиевым отношением 500 из тепловой колонны реактора ИРТ-2000 АН БССР. Поток тепловых нейтронов в месте расположения мишени составляет 4×10^6 нейтронов/см² сек. Детекторами γ -излучения служат два сцинтилляционных счетчика с кристаллами $NaJ(Tl)$ диаметром 70 мм и высотой 70 мм, включенные в схему быстро-медленных совпадений с разрешающим временем $\sim 5 \times 10^{-8}$ сек. Разрешающая способность обоих спектрометров составляет 10% при $E_{\gamma} = 661$ кэВ.

Один из детекторов установлен неподвижно, другой может занимать два фиксированных положения, так что угол между осями кристаллов, пересекающимися в центре мишени, равен 180 или 90°. Предварительная юстировка мишени по отношению к пучку нейтронов и детекторам производится визуально, окончательная - по скорости счета на линии 1,380 МэВ в двух положениях подвижного детектора.

Оба кристалла окружены слоем свинца толщиной 10 см для защиты от γ -излучения, выходящего из канала реактора. Телесные углы спектрометров определяются коническими коллиматорами в свинцовой защите. При расстоянии от центра мишени до входной поверхности кристалла, равным 10 см, и диаметре видимой из центра мишени поверхности кристалла, равном 6 см, телесный угол каждого спектрометра равен 2,2% от 4π .

Вход конического коллиматора подвижного детектора закрыт тонким слоем карбида бора, поглощающим нейтроны, рассеянные на мишени. Неподвижный детектор, предназначенный для регистрации γ -излучения с энергией 0,341 МэВ, защищен тонким слоем окиси Li^6 . Карбид бора здесь непригоден, так как при облучении бора нейтронами появляется интенсивное γ -излучение с энергией 0,478 МэВ. Фон на неподвижном детекторе не превышает 10^3 имп/сек

на весь интервал энергий, заметной активации кристалла после длительной работы не наблюдается. В качестве контрольного эксперимента была измерена угловая корреляция для каскада $I,17 - I,33$ Мэв в Ni^{60} , функция корреляции которого хорошо известна. Полученный результат находится в хорошем согласии с литературными данными.

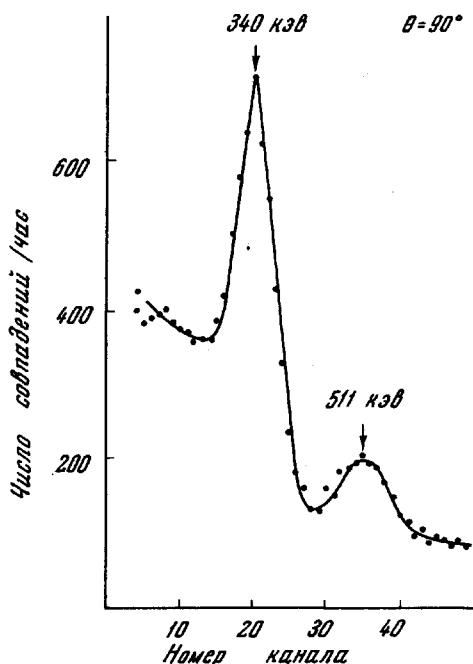


Рис. 2. Спектр совпадений с γ -лучами $I,378$ Мэв

На рис. 2 представлен спектр совпадений с γ -лучами $I,378$ Мэв за вычетом случайных совпадений, записанный на многоканальном анализаторе АИ-100. Линия $I,378$ Мэв фиксировалась окном одноканального анализатора. Измерения проводились попеременно в обоих положениях подвижного детектора с экспозицией в каждом положении 60 мин. Одновременно фиксировался общий счет быстрых совпадений и счет в окне одноканального анализатора, что позволило исправить скорость счета совпадений на небольшие изменения эффективности схемы совпадений и колебания потока нейтронов за время измерений. Измеренные под углами 180 и 90° скорости счета совпадений

обработаны методом наименьших квадратов и приведены к функции вида

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta),$$

где $P_2(\cos \theta)$ есть полином Лежандра второго порядка. Найденное таким образом значение коэффициента A_2 исправлено на конечные телесные углы детекторов по методу, описанному в [6].

Полученное нами значение

$$A_2 \text{ эксп} = -0,055 \pm 0,010$$

хорошо согласуется с данными, полученными в работе [4]

($-0,045 \pm 0,015$). Полученное нами экспериментальное значение A_2

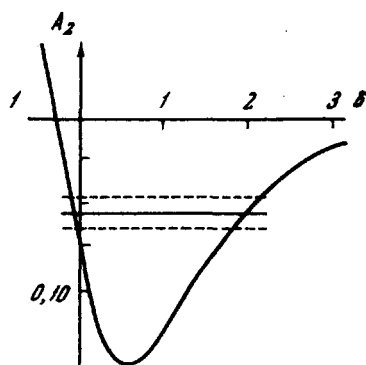


Рис. 3. Коэффициент A_2 в функции параметра смеси мультиполей δ

несколько меньше теоретического для чистого М1-перехода.

$$A_2 \text{ теор. (M1)} = -0,071.$$

Если предположить наличие смеси мультиполей М1 и Е2 в первом переходе исследуемого каскада, то теоретический коэффициент A_2 как функция параметра смеси мультиполей имеет вид

$$A_2 = \frac{0,0714\delta^2 - 0,2479\delta - 1}{1 + \delta^2}.$$

На рис. 3 представлен коэффициент A_2 как функция δ для смеси М1- и Е2-излучений в первом переходе. Здесь же показано найденное нами экспериментальное значение A_2 . Как видно из рис. 3, первый переход в исследуемом каскаде является смешанным. Параметр смеси δ равен или $-0,06$ или $+2,0$.

Авторы выражают признательность П.А.Крупчицкому и Г.А.Лобову, по инициативе которых был поставлен настоящий эксперимент.

Институт физики
Академии наук БССР

Поступило в редакцию
25 октября 1965 г.

Литература

- [1] E.M.Henley, B.A.Jacobson. Phys.Rev., 113, 225, 1959.
- [2] B.A.Jacobson, E.M.Henley. Phys.Rev., 113, 234, 1959.
- [3] П.А.Крупчицкий. Препринт ИТЭФ АН СССР, № 41, 1962.
- [4] I.W.Knowles, G.Manning, G.A.Bartholomew, P.I.Campion. Phys.Rev., 114, 1065, 1959.
- [5] B.Kardon, D.Kiss, I.Lovas, Z.Zamory. Nucl. Phys., 24, 151, 1961.
- [6] M.E.Rose. Phys. Rev., 91, 610, 1953.