

Л. В. ГРОШЕВ

ГАММА-ЛУЧИ ЗАХВАТА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ И СТРУКТУРА АТОМНЫХ ЯДЕР

(Представлено академиком Д. В. Скобелецким 9 X 1954)

В ряде работ Кинсея и Бартоломея ⁽¹⁾ приведены результаты по измерению спектров γ -лучей, возникающих при захвате тепловых нейтронов атомными ядрами. Измерения спектров γ -лучей захвата производились при помощи магнитного парного спектрометра в области энергий, превышающих приблизительно 3 Мэв. В случае легких элементов изучаемые γ -спектры состоят, как правило, из сравнительно большого числа монохроматических линий, достаточно хорошо разделяемых друг от друга. У среднетяжелых и тяжелых элементов в спектре γ -лучей захвата также имеются монохроматические линии, но они обычно расположены на фоне сплошного спектра, не разрешенного на отдельные линии на использованном авторами спектрометре.

Указанные авторы изучили спектры γ -лучей захвата для большого числа элементов таблицы Менделеева (для 45 элементов). Для всех их авторы приводят в таблицах выход фотонов данной энергии на 100 захваченных ядрами тепловых нейтронов для каждой промеренной ими монохроматической линии. Рассмотрение этих таблиц и графиков соответствующих γ -спектров позволяет сделать некоторые выводы.

Введем величину $\alpha = \sum n_i h\nu_i / \epsilon_{\text{св}}$. Здесь $\epsilon_{\text{св}}$ — энергия связи нейтрона в ядре, образующемся после радиационного захвата нейтрона исходным ядром. Она равна энергии возбуждения возникающего ядра. Величины n_i дают число фотонов энергии $h\nu_i$, испускаемых при захвате 100 тепловых нейтронов. Таким образом, α показывает, какая доля энергии возбуждения (в %) испускается в виде γ -лучей. Если бы спектры γ -лучей захвата были промерены во всем интервале энергий испускаемого излучения, то величина α во всех случаях должна была бы равняться 100 %. В этих условиях мы имели бы критерий правильности проведенных измерений изучаемых γ -спектров. К данным Кинсея и др. этот критерий неприменим, поскольку в их опытах измерялась лишь часть γ -излучения с энергиями, превышающими 3 Мэв.

Однако их данные могут быть использованы следующим образом. При вычислении α будем учитывать в $\sum n_i h\nu_i$ только те фотоны, энергия которых превышает некоторую произвольную величину, возьмем, например, $h\nu_i \geq 1/2 \epsilon_{\text{св}}$. Получающуюся таким образом величину $(\sum n_i h\nu_i)_{h\nu_i \geq 1/2 \epsilon_{\text{св}}}$ обозначим через $\alpha_{1/2}$. Она равна $\alpha_{1/2} = \frac{(\sum n_i h\nu_i)_{h\nu_i \geq 1/2 \epsilon_{\text{св}}}}{\epsilon_{\text{св}}}$ и показывает, какая доля энергии возбуждения ядра (в %) высвечивается γ -фотонами с энергией, превышающей $1/2$ энергии связи нейтрона в ядре.

Для случая легких элементов, где спектр γ -лучей захвата хорошо разрешается на отдельные линии, $\alpha_{1/2}$ подсчитывается непосредственно

из таблиц для n_i , приводимых в работах Кинсея и др. ⁽¹⁾. В случае среднетяжелых и тяжелых ядер табличных данных недостаточно, поскольку они относятся лишь к выделенным монохроматическим линиям, основная же часть γ -излучения приходится на «сплошной» спектр. Для этих элементов $\alpha_{1/2}$ была определена нами следующим образом. В работах Кинсея и др. ⁽¹⁾ приведены так называемые исправленные спектры, дающие $\nu(E) = f(E)$, где $\nu(E)$ — число фотонов энергии $E = h\nu$, рассчитанное на один захват теплового нейтрона и интервал энергии в 1 Мэв. Исходя из исправленных спектров для γ -лучей захвата, мы находим графически

$$\alpha_{1/2} = \int_{1/2 \epsilon_{CB}}^{\epsilon_{CB}} \frac{\nu(E) E dE}{\epsilon_{CB}} 100,$$

причем был учтен и сплошной спектр. Такие расчеты были проделаны для всех элементов с $Z > 26$. Выбор этого граничного Z условен и связан с тем, что при $Z > 26$ сплошной спектр дает заметный вклад в интенсивность γ -лучей с $h\nu_i \geq 1/2 \epsilon_{CB}$, а при $Z \leq 26$ он не играет существенной роли. Здесь спектр, как правило, состоит из разделенных линий. (Исключением является лишь Sc, $Z = 21$; пренебрежение сплошной частью спектра у Sc приводит приблизительно к 2–3-кратному уменьшению $\alpha_{1/2}$.)

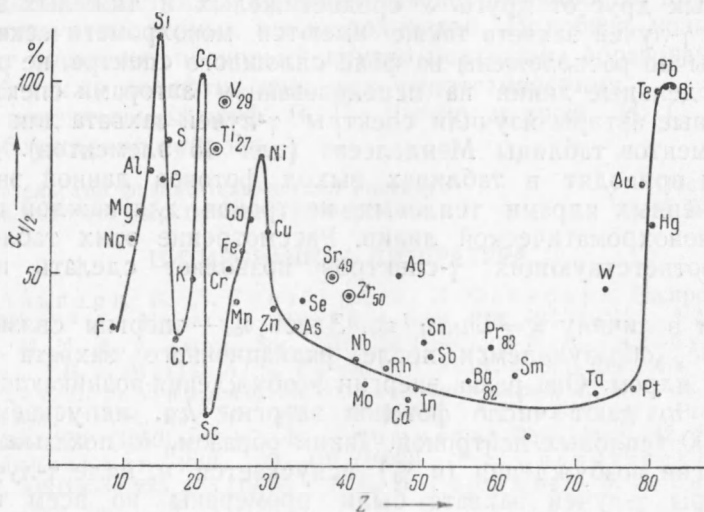


Рис. 1

На рис. 1 показана зависимость величины $\alpha_{1/2}$ от порядкового номера Z облучаемого элемента. На рис. 2 величина $\alpha_{1/2}$ нанесена в зависимости от числа нейтронов N в основном захватывающем изотопе облучаемого элемента; иногда встречаются две точки с одинаковыми N , принадлежащие различным элементам.

На обоих рисунках точки довольно хорошо ложатся на кривые, имеющие максимум при $Z = 14, 20, 28, 82$ и $N = 14, 20, 28, 50, 82, 126$. Соответствующие максимумам числа 20, 28, 50, 82 и 126 являются известными «магическими» числами, хорошо проявляющимися в ряде других явлений. В нашем случае довольно резко выделяются также Z и N , равные 14.

Большая часть точек, лежащих на значительных расстояниях от кривых, соответствует «магическим» числам по N на рис. 1 и по Z на рис. 2. Такие точки обведены кружками и возле них указано число

нейтронов N (рис. 1) или число протонов Z (рис. 2) для излучающего ядра. Горизонтальной чертой для Sn отмечен тот факт, что для него не известен основной захватывающий нейтроны изотоп. Большое отклонение от указанных закономерностей имеет место лишь для двух элементов, а именно Ag и W.

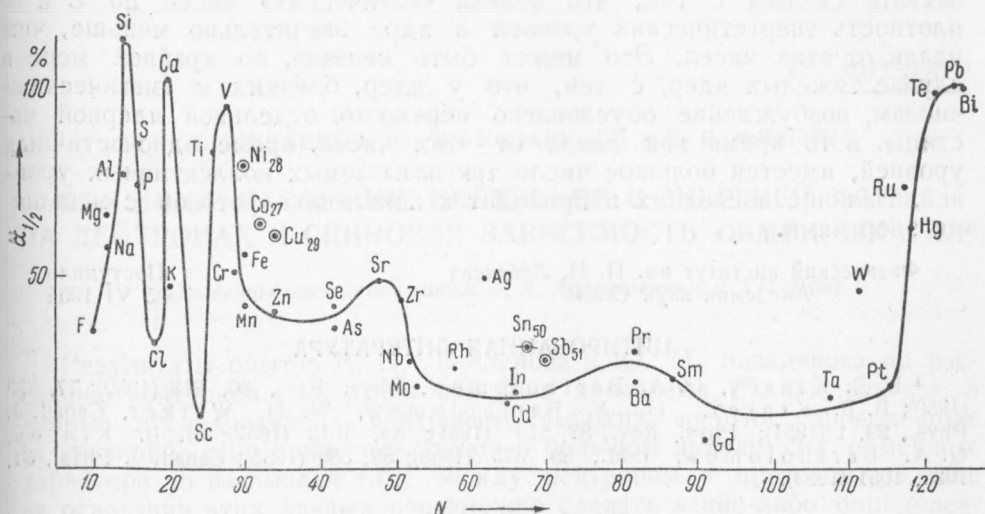


Рис. 2

Менее значительные отклонения от кривых могут быть связаны, во-первых, с тем, что приведенные данные получены из интенсивностей γ -лучей, которые в работе Кинсея и др. измерены с точностью, не превышающей 20%, а во-вторых, с тем, что для ряда элементов γ -лучи могут испускаться не одним, а двумя или несколькими изотопами, обладающими различными энергиями связи, а поэтому расчет $\alpha_{1/2}$ делается не совсем определенным. Этими обстоятельствами объясняется, в частности, тот факт, что для Si величина $\alpha_{1/2}$ имеет неразумное значение, превосходящее 100%.

Из приведенных кривых следует, что в ядрах, близких к «магическим», высвечивание возбужденного состояния, образовавшегося в результате захвата теплового нейтрона, происходит преимущественно фотонами с $h\nu > 1/2\varepsilon_{св}$. Этот факт особенно резко проявляется в области дважды «магического» ядра ${}_{82}\text{Pb}^{208}_{126}$. Вблизи него спектры γ -лучей захвата имеют резко выраженную линейчатую структуру, причем линии расположены преимущественно при $h\nu > 1/2\varepsilon_{св}$. При удалении от Pb^{208} на несколько единиц в сторону меньших Z и N все большую роль начинает играть сплошная часть спектра, для которой фотоны в основном имеют $h\nu < 1/2\varepsilon_{св}$.

Элементы Se, Sr, Zr, Pr, W, для которых точки расположены значительно выше кривой, выделяются по сравнению с соседними элементами наличием резко выраженной линейчатой структуры в спектре γ -лучей захвата.

В области легких элементов положение несколько более сложное в связи с близким расположением соответствующих максимумов на кривых рис. 1 и 2. Так например, максимум около Ca на рис. 1 определяется всего четырьмя элементами: Cl, K, Ca, Sc. Однако и здесь имеет место качественно та же картина, что и в области Pb. Мы уже указали ранее, что у легких элементов спектр γ -лучей захвата линейчатый. У Ca, Ti, V, Ni, Co, F эти линии в основном лежат при $h\nu > 1/2\varepsilon_{св}$. В отличие от этого у Cl линии расположены

более равномерно по шкале энергий, а спектр Sc имеет слабо выраженную линейчатую структуру и сильный сплошной спектр. В этом отношении он похож не на своих соседей, а скорее на тяжелые элементы, расположенные вдали от «магических» чисел.

Отмеченная выше закономерность в характере спектров γ -лучей захвата связана с тем, что вблизи «магических» чисел по Z и N плотность энергетических уровней в ядре значительно меньше, чем вдали от этих чисел. Это может быть связано, по крайней мере в случае тяжелых ядер, с тем, что у ядер, близких к «магическим» числам, возбуждение обусловлено переходом отдельной ядерной частицы, в то время как вдали от этих чисел, кроме одночастичных уровней, имеется большое число так называемых коллективных уровней. Наличие последних и приводит к появлению фотонов с меньшими энергиями.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступило
5 VI 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ B. B. Kinsey, G. A. Bartholomew, Phys. Rev., 80, 918 (1950); 77, 723 (1950); B. B. Kinsey, G. A. Bartholomew, W. H. Walker, Canad. J. Phys., 29, 1 (1951); Phys. Rev., 83, 519 (1951); 85, 1012 (1952); B. B. Kinsey, G. A. Bartholomew, ibid., 89, 375 (1953); 89, 386 (1953); Canad. J. Phys., 31, 1025, 1051 (1953).