

приблизительно 80% осколков деления, попадающих в детектор. В начале и в конце измерений с помощью источников Hf^{181} , Cs^{137} и Co^{60} , помещаемых в камеру вместо мишени, проверялась симметрия системы. Для γ -квантов с энергией выше 50 *кэв* наблюдалось отсутствие асимметрии с точностью до 1%.

Разрешение γ -спектрометра для линии Cs^{137} составляло 15%. Порог дискриминации импульсов от γ -квантов изменялся от 100 до 480 *кэв*. Несколько серий измерений было проведено с порогом дискриминации 100 *кэв* и свинцовым фильтром (толщина 1 см) на пути γ -квантов. Результаты измерений представлены в таблице; указаны статистические ошибки. Поправка на конечные телесные углы детекторов приводит к увеличению анизотропии в среднем на 0,5%.

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы. Для U^{233} , U^{235} и Pu^{239} величины анизотропии имеют близкие значения. Как отмечается в работе [5], спины основных состояний ядер-мишеней могут приводить к некоторой дезориентации углового момента, возникающего вследствие нецентрального разрыва шейки при делении. Если такой эффект имеет место, то максимальную разницу в анизотропии следует ожидать между U^{235} (7/2) и Pu^{239} (1/2).

Угловое распределение γ -квантов деления

Ядро-мишень	Число делений, 10^6			Величина анизотропии, %		Порог γ -квантов
	0°	45°	90°	0°	45°	
U^{233}	34	10	43	13 ± 2	11 ± 3	100 <i>кэв</i>
	35,5	—	30,5	12 ± 2	—	480 <i>кэв</i>
	23,5	—	22	9 ± 3	—	100 <i>кэв</i> 1 см Pb
Pu^{239}	39	20	40	14 ± 2	10 ± 3	100 <i>кэв</i>
	54	—	54,8	16 ± 2	—	100 <i>кэв</i> 1 см Pb

Полученные результаты дают несколько большее значение анизотропии γ -квантов в случае Pu^{239} . Однако

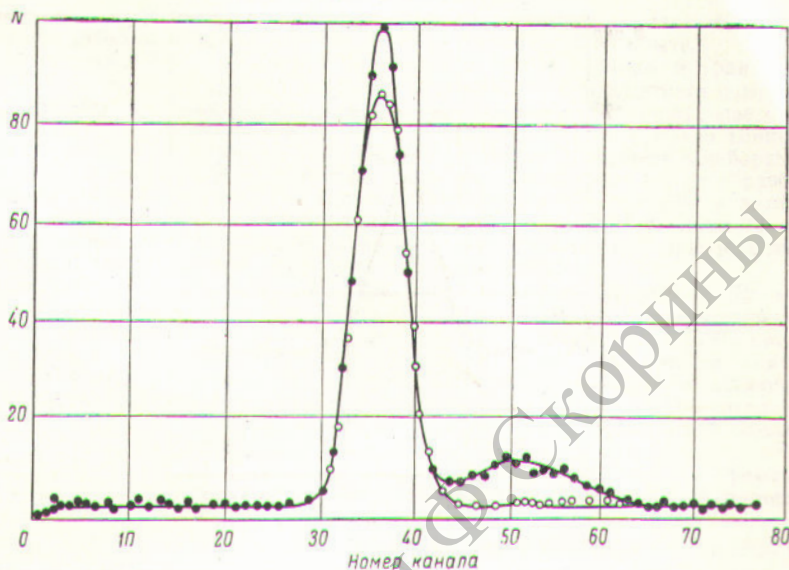


Рис. 2. Распределение амплитуд с преобразователя при ширине канала анализатора 1,1 нсек:
● — 0°; ○ — 90°.

для более определенного вывода необходимо увеличить точность измерений. В пределах ошибок измерений величина анизотропии не меняется в диапазоне энергий γ -квантов 100—500 *кэв*. Этот результат можно проверить прямым сравнением спектров γ -квантов деления под углом 0 и 90°.

Работа выполнена на реакторе ВВРМ Ленинградского физико-технического института. Авторы пользуются случаем выразить благодарность обслуживающему персоналу реактора.

Поступило в Редакцию 26/II 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Whitehouse. Progr. Nucl. Phys., 2, 150 (1952).
2. R. Leachman. Proc. of the Second Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, U. N., 1958, V. 15, P/665.
3. M. Hoffman. Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. 2, 3, 1 (1958).
4. М. В. Блинов и др. ЖЭТФ, 43, 1644 (1962).
5. В. М. Струтинский. ЖЭТФ, 37, 861 (1959).

УДК 539.166

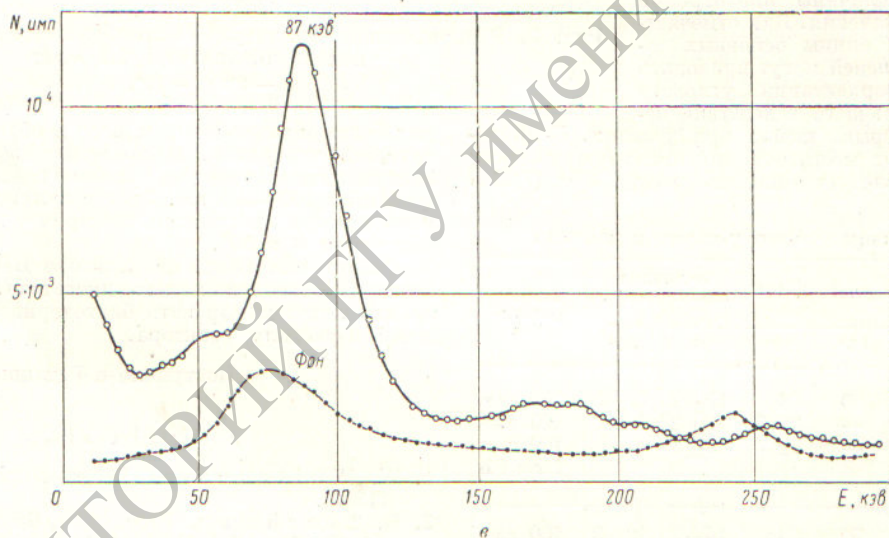
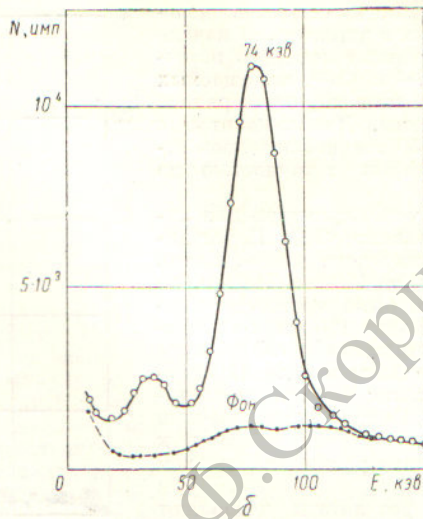
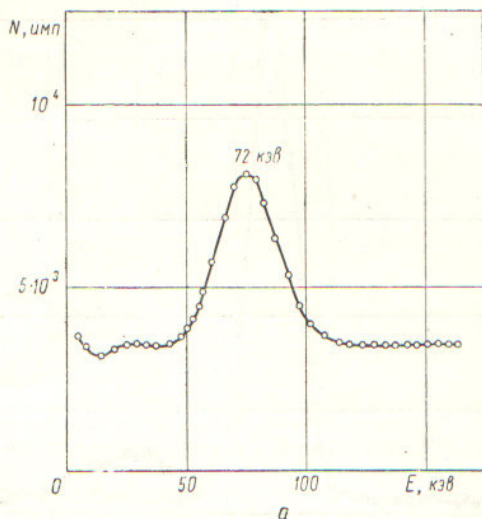
Определение абсолютного выхода γ -линий

74 *кэв* U^{239} и 87 *кэв* Th^{233}

Л. Н. Юрова, А. В. Бушнев

Некоторые параметры физических процессов, такие, как коэффициент воспроизводства, эффективный резонансный интеграл, вероятность избежать резонансного захвата, кадмиевые отношения, происходящих в ядерных реакторах, содержащих U^{238} и торий, можно изу-

чить путем регистрации γ -излучений U^{239} или Th^{233} . Для оценки эффективности этих методов необходимо знать величины абсолютных выходов этих излучений (количество γ -квантов на распад). Абсолютный выход линии U^{239} с $E_{\gamma} = 74$ *кэв* в настоящее время неизвестен



Измеренные γ -спектры Au^{198} (а), U^{239} (б), Th^{233} (в).

[1, 2], а единственным источником данных о наиболее интенсивной линии Th^{233} с $E_\gamma = 87$ кэВ является частное сообщение, приведенное в работе [2]. Абсолютные выходы указанных линий измерялись относительно рентгеновской линии Au^{198} с энергией 72 кэВ, абсолютный выход которой известен с большой точностью и составляет $2,57 \pm 0,07\%$ [3]. Метод измерений состоял в следующем: образцы из Au^{197} и U^{238} или Au^{197} и Th^{232} одновременно облучались в графитовой призме теплового реактора. Спектры γ -излучений облученных образцов исследовались с помощью сцинтилляционного спектрометра с кристаллом $\text{NaJ}(\text{Tl})$ и 100-канального амплитудного анализатора. На рисунке приведены измеренные спектры U^{239} , Th^{233} и Au^{198} . По этим спектрам определяли площади под фотопиками исследованных линий. Как известно [4, 5], в области малых энергий площади под фотопиками γ -линий служат

мерой их интенсивностей. С каждым из образцов проводилось шесть—восемь повторных измерений, по результатам которых строились кривые распада и определялись интенсивности соответствующих линий в момент окончания облучения. Измеренная интенсивность J линии связана с ее абсолютным выходом a следующим соотношением:

$$J = nvN\sigma_{th} \left(1 - \frac{1}{R}\right) (1 - e^{-\lambda t}) \omega p \mu_{\text{фг}},$$

где nv — нейтронный поток, в котором облучался образец; t — время облучения; N — число ядер исследуемого изотопа в образце; λ — постоянная радиоактивного распада исследуемого изотопа; σ_{th} — сечение захвата тепловых нейтронов ядрами исследуемого изотопа; ω — доля испущенных образцом γ -квантов, попадающих в кристалл спектрометра; p — вероятность погло-

нения исследуемого γ -кванта в кристалле; μ_f — относительная вероятность фотоэффекта для исследуемого γ -кванта; g — коэффициент, учитывающий самопоглощение исследуемого излучения в образце; R — кадмиевое отношение для исследуемого изотопа в точке облучения.

Образцы из U^{238} и золота (или из Th^{232} и золота) облучали в одном и том же нейтронном потоке в течение одного и того же интервала времени. Размеры всех образцов и геометрия измерений были одинаковыми. Измерения проводились с кристаллом $NaI(Tl)$ размером 40×40 мм, что обеспечивало 100%-ную эффективность регистрации всех испускавшихся γ -излучений.

Энергия всех указанных γ -линий настолько мала, что практически все их взаимодействия с веществом кристалла сводятся к фотоэффекту, т. е. $\mu_f = 1$. С учетом сказанного отношение интенсивностей любых двух из исследованных линий может быть записано следующим образом:

$$\frac{J_1}{J_2} = B \frac{N_1 \left(1 - \frac{1}{R_1}\right) a_1 g_1}{N_2 \left(1 - \frac{1}{R_2}\right) a_2 g_2},$$

где

$$B = \frac{\sigma_{th1} (1 - e^{-\lambda_1 t})}{\sigma_{th2} (1 - e^{-\lambda_2 t})}.$$

Значения σ_{th} были взяты из работы [6], λ — из работы [1]. Химический состав образцов исследовался путем химического и спектрального анализов. Примеси, обнаруженные в результате анализов, не могли создать заметного фона, что было подтверждено результатами измерений; посторонних γ -излучений, изменяющихся во времени, в опыте обнаружено не было. В урановых образцах концентрация U^{235} была в 230 раз ниже, чем в природной смеси изотопов, поэтому фон осколков деления в измерениях отсутствовал.

Зная точный вес образцов, их химический состав и изотопную концентрацию, определяли N — количе-

ство атомов исследуемого изотопа в образце. Кадмиевые отношения R были определены на опыте.

Самопоглощение в ториевых, золотых и урановых образцах различно из-за различия порядковых номеров элементов и энергий исследуемых излучений, поэтому отношение J_1/J_2 определялось для бесконечно тонких образцов, для чего проводились измерения с наборами образцов разной толщины. Измерения таким образом отношения интенсивностей линии 74 кэв U^{239} и линии 72 кэв Au^{198} , а также линии 87 кэв Th^{233} и линии 72 кэв Au^{198} позволили определить отношения абсолютных выходов этих линий урана и тория.

Если известен абсолютный выход линии 72 кэв Au^{198} , то, используя измеренные отношения, можно определить абсолютный выход линии 74 кэв U^{239} , который равен $43,5 \pm 3,0\%$, и абсолютный выход линии 87 кэв Th^{233} , равный $2,9 \pm 0,2\%$. Последняя величина согласуется с данными частного сообщения [2], согласно которым абсолютный выход линии 87 кэв Th^{233} составляет $2,7\%$.

В заключение приносим благодарность Е. Ефимову за изготовление образцов и Б. Журавлеву за помощь в измерениях.

Поступило в Редакцию 24/VI 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. С. Дженетюв и др. Схемы распада радиоактивных ядер. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1963.
2. D. Strominger, J. Hollander, G. Seaborg. Rev. Mod. Phys., 30, 2 (1958).
3. G. Nijgh et al. Nuclear Spectroscopy Tables. North-Holland Publishing Company. Amsterdam, 1959.
4. В. О. Вяземский и др. Сцинтилляционный метод в радиометрии. М., Госатомиздат, 1961.
5. Бета- и гамма-спектроскопия. Под ред. К. Зигбана. М., Физматгиз, 1959.
6. D. Hughes, R. Schwartz. Neutron Cross Sections. BNL, N. Y., 1959.

УДК 539.125.52

Пространственное распределение нейтронов с энергией 3 и 15 Мэв в бериллии

С. П. Белов, В. А. Дулин, Ю. А. Казанский, С. Г. Цыпин

Отражатель реактора является существенным элементом защиты, поскольку он оказывает большое влияние на формирование спектра нейтронов, входящих в защиту. В качестве материала для отражателей часто используется бериллий, обладающий хорошей замедляющей способностью и малым сечением поглощения нейтронов. Механические и теплотехнические свойства бериллия также удовлетворяют требованиям, предъявляемым к отражателям.

С целью выяснения защитных свойств бериллия были проведены измерения пространственного распределения нейтронов с начальной энергией 3 и 15 Мэв. В качестве источников нейтронов использовались реакции $H^2(H^2, n) He^3$ и $H^3(H^2, n) He^4$. Мишень электростатического генератора вводилась внутрь призмы размером $80 \times 88 \times 112$ см, собранной из кубиков металли-

ческого бериллия со стороной 4 см, на глубину 30 см от переднего края призмы. Общий вес призмы 1358 кг, средняя плотность $1,72 \pm 0,02$ г/см³. При измерениях с нейтронами энергии 3 Мэв использовались камеры деления с U^{235} и Th^{232} ; для нейтронов с энергией 15 Мэв кроме камер использовались пороговые индикаторы, энергетический порог которых приводится ниже:

Индикатор	$P^{31}(n, p)$	$Al^{27}(n, p)$	$Si^{28}(n, p)$	$Al^{27}(n, \alpha)$
Эффективный энергетический порог, Мэв	3	5	5	~7

Пороговые индикаторы помещали в кадмиевые чехлы толщиной 0,8 мм. Поскольку Th^{232} содержит некоторую