

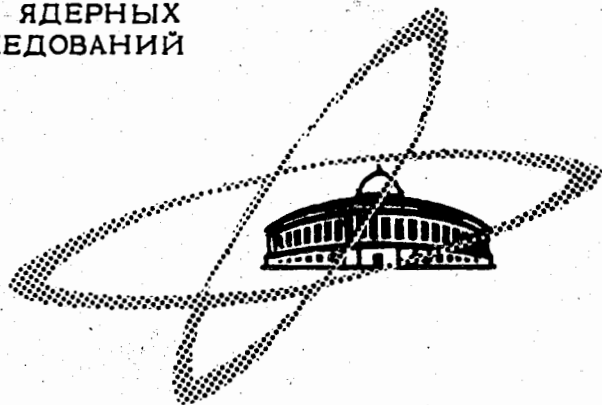
5528

ЭКЗ. ЧИТ. ЗАЛА

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

РЗ - 5528



Ю.П. Гангрский, Т. Надь, И. Виннаи , И. Ковач

ПОЛУЧЕНИЕ
СПОНТАННО ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРОВ
УРАНА, ПЛУТОНИЯ И АМЕРИЦИЯ
В РЕАКЦИЯХ С НЕЙТРОНАМИ

1970

Ю.П. Гангрский, Т. Надь, И. Виннаи*, И. Ковач*

ПОЛУЧЕНИЕ
СПОНТАННО ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРОВ
УРАНА, ПЛУТОНИЯ И АМЕРИЦИЯ
В РЕАКЦИЯХ С НЕЙТРОНАМИ

Направлено в АЭ

* Центральный институт физических исследований (Будалешт).

В настоящее время известно уже более 20 спонтанно делящихся изомеров от U до Vk . Большинство этих изомеров имеет времена жизни в области наносекунд, поэтому для их исследования можно использовать методику времени пролета ^{/1/}. В данной работе эта методика использовалась для изучения спонтанно делящихся изомеров, которые образуются в реакциях с быстрыми нейтронами. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Пучок нейтронов падал на мишень, окруженную кольцевым диэлектрическим детектором (в качестве детектора использовалась слюда-мусковит). Диаметр мишени составлял 1 см, внешний диаметр детектора - 6 см. Взаимное расположение мишени и слюды было таким, что осколки вынужденного деления не могли попасть на слюду. Осколки регистрировались лишь в том случае, если выбитые нейтронами из мишени ядра отдачи испытывали спонтанное деление на расстоянии более 1 мм от мишени. По величине угла и координате трека, оставляемого в слюде осколком, можно определить расстояние, которое пролетало ядро отдачи до распада. Поскольку скорость

ядра отдачи известна (она рассчитывается из кинематики реакции), то это расстояние дает возможность оценить время жизни делящегося ядра.

Такая методика позволяет избавиться от фона осколков, вызываемого спонтанным делением вещества мишени или тепловыми нейтронами после выключения пучка бомбардирующих частиц. Поэтому в качестве мишеней можно использовать изотопы с низким периодом спонтанного деления (четные изотопы Pu , Sm) или большим сечением деления тепловыми нейтронами (нечетные изотопы U , Pu). В то же время использование нейтронов для получения спонтанно делящихся изомеров обуславливает особые требования к чистоте поверхности мишени, т.к. импульс ядра отдачи мал и всякие загрязнения поверхности существенно уменьшают выход реакции. Кроме того, для регистрации осколков необходимо использовать диэлектрические детекторы с низким содержанием урана и тория, т.к. эти детекторы облучаются практически тем же потоком нейтронов, что и мишень.

Для получения спонтанно делящихся изомеров использовались нейтроны из реакций $^3\text{H} + \text{d}$ (энергия дейтронов составляла 200 кэВ) и $^9\text{Be} + \text{d}$ (при энергии дейтронов 3 МэВ и толстой мишени Be). Источниками нейтронов служили нейтронный генератор НГ-200 и электростатический генератор ЭГ-5 Центрального института физических исследований (Будапешт). На рис. 2 представлен спектр нейтронов, полученных в реакции $^9\text{Be} + \text{d}$. (Этот спектр был рассчитан из геометрии опыта и известных сечений и угловых распределений нейтронов¹²⁾). Нейтроны такого спектра энергий вызывают главным образом реакцию (n, n') (сечение реакции (n, γ) значительно меньше). В случае нейтронов из реакции $^3\text{H} + \text{d}$ (спектр нейтронов представляет сравнительно узкую линию с энергией 14,7 МэВ) в основном имеет место реакция $(n, 2n)$. Поток нейтронов определяется по активации алюминиевой фольги (реакция $^{27}\text{Al} (n, \alpha) ^{24}\text{Na}$), имеющей те

же размеры, что и облучаемая нейтронами мишень. Используемая в опытах мишень имела, как правило, толщину больше, чем пробег ядер отдачи. Поэтому толщина слоя вещества, из которого выбивались ядра отдачи, рассчитывалась на основании известной теории прохождения тяжелых заряженных частиц через вещество ^{13/}. При энергии нейтронов 14 Мэв толщина этого слоя составляла $10 \frac{\text{МКГ}}{\text{СМ}^2}$. Правильность этих расчетов была проверена при измерении выхода ядер отдачи в реакциях $^{65}\text{Cu} (n, 2n)$, ^{64}Cu и $^{181}\text{Ta} (n, 2n)$, $^{180\text{m}}\text{Ta}$; этот выход в пределах ошибок (20%) совпадал с расчетным.

По измеренному на опыте числу треков на слюде и потоку нейтронов, прошедших через мишень, а также по рассчитанному эффективному слою вещества мишени определялось сечение реакции образования ядра в изомерном состоянии. При этом учитывалась эффективность регистрации осколков, которая зависела от периода полураспада образующегося в реакции изомера. Эта эффективность имела максимальное значение (40%) для периодов полураспада 100 нсек и падала до значений < 5 % для периодов полураспада < 5 нсек и > 1 мсек, т.к. в этом случае ядра отдачи либо распадались уже у поверхности мишени, либо улетали далеко от детектора. Поэтому при исследовании долгоживущих изомеров для повышения выхода осколков в 1 см от мишени помещался сборник ядер отдачи.

Полученные результаты представлены в таблице. Измерены сечения (σ_1) или определены верхние границы для 5 реакций ($n, 2n$) и 3 реакций (n, n'), приводящих к образованию спонтанно делящихся изомеров. В последнем случае получены средние сечения для интервала энергий нейтронов от порога реакции (≈ 3 Мэв) до 7,6 Мэв. Из таблицы видно, что сечения образования спонтанно делящихся изомеров в реакциях (n, n') и ($n, 2n$) оказываются одного порядка. Не обнаружены изомеры ^{234}U ($T_{1/2} = 34$ нсек), полученный в реакции (n, γ)^{4/} и ^{238}Pu ($T_{1/2} = 6,5$ нсек), полученный в реакции ($\alpha, 2n$)^{5/}.

В таблице даны также сечения реакций $(n, 2n)$ и (n, n') , приводящих к основным состояниям (σ_g), и изомерные отношения (σ_i / σ_g). Для ряда ядер (^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U) значения σ_g известны, а для остальных они были рассчитаны на основании статистической модели ядра с учетом конкуренции между испарением нейтронов и делением ^{/6/}. В случае реакций (n, n') рассчитывались средние сечения в интервале энергий от 0 до 7,6 Мэв с учетом спектра нейтронов (рис. 2). При этом предполагалось, что реакции (n, n') протекают только через составное ядро. Из таблицы можно видеть, что изомерные отношения оказываются равными $\approx 10^{-4}$, что близко к значениям, полученным для изомера ^{242}Am в реакциях с заряженными частицами и нейтронами ^{/7/}.

В заключение авторы выражают благодарность академику Г.Н. Флерову за постоянную поддержку работы, а также И. Верешу за помощь при облучении мишеней.

Литература

1. Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, С.М. Поликанов, Х. Юнгклауссен. Письма в ЖЭТФ, IV, 429 (1966).
2. R.H. Siemssen, M. Cosack, R. Felst. Nucl.Phys., 69, 209 (1965).
3. J. Linhard, M. Scharff, H.E. Schiott. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 33, No. 14 (1963).
4. A.J. Elwyn, A.T.G. Ferguson. Nucl. Phys., A148, 337 (1970).
5. S.C. Burnett, H.C. Britt, B.H. Erkkila, W.E. Stein. Phys. Lett., 31B, 523 (1970).
6. R. Vandenbosch, T.D. Thomas, S.E. Vandenbosch, R.A. Glass, G.T. Seaborg. Phys. Rev., 111, 1358 (1958).

7. Г.Н. Флеров, Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, А.А. Плева, С.М. Поликанов, Х. Юнгклауссен. ЯФ, 6, 17 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел

21 декабря 1970 года.

Таблица
Сечения образования спонтанно делящихся изомеров

Реакция	σ_i 10^{-28} см ²	σ_E 10^{-24} см ²	$\frac{\sigma_i}{\sigma_E} \times 10^{-4}$
$^{232}\text{Th}(n, 2n) ^{231}\text{Th}$	$\leq 0,09$	$1,56 \pm 0,16$	$\leq 0,06$
$^{235}\text{U}(n, 2n) ^{234}\text{U}$	$\leq 0,09$	$0,65 \pm 0,28$	$\leq 0,15$
$^{238}\text{U}(n, n') ^{238}\text{U}$	$1,4 \pm 0,5$	$0,80 \pm 0,30$	1,8
$^{238}\text{U}(n, 2n) ^{237}\text{U}$	$\leq 0,13$	0,78	$\leq 0,17$
$^{239}\text{Pu}(n, 2n) ^{238}\text{Pu}$	$\leq 0,06$	0,20	$\leq 0,3$
$^{242}\text{Pu}(n, n') ^{242}\text{Pu}$	$0,9 \pm 0,3$	0,94	0,95
$^{243}\text{Am}(n, n') ^{243}\text{Am}$	$0,2 \pm 0,1$	0,74	0,27
$^{243}\text{Am}(n, 2n) ^{242}\text{Am}$	$0,6 \pm 0,3$	0,36	1,6

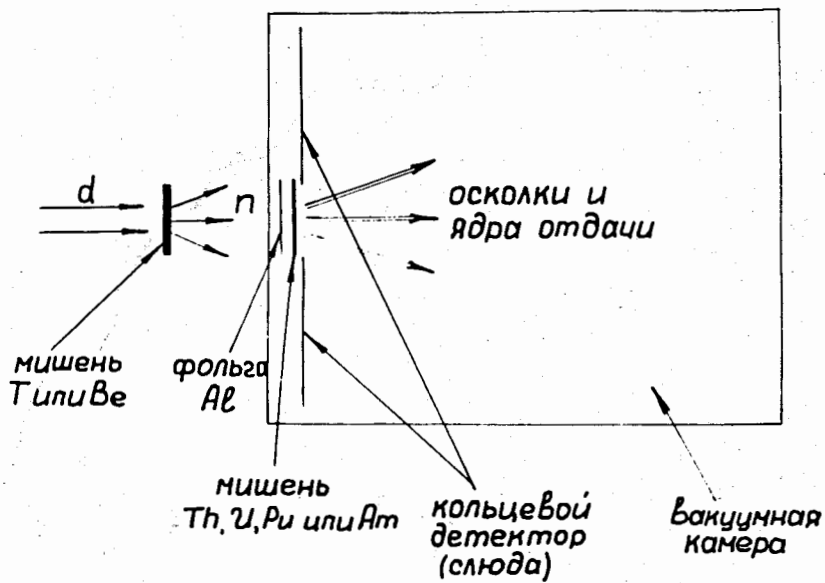


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

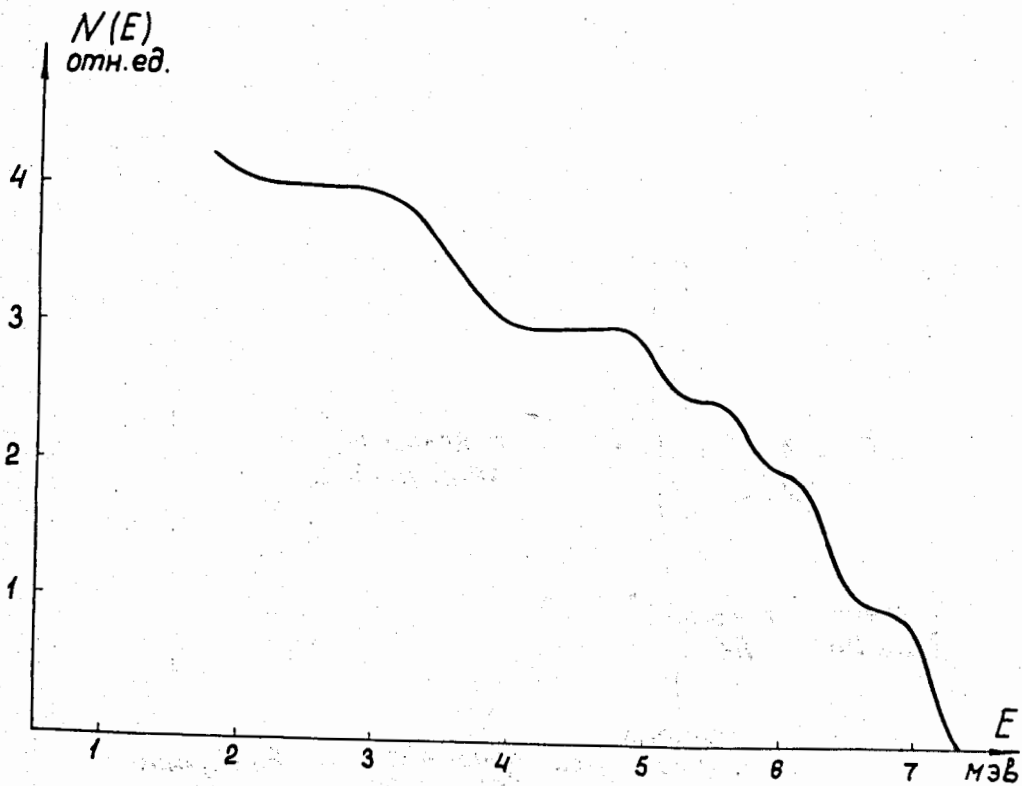


Рис. 2. Расчетный спектр нейтронов при облучении толстой бериллиевой мишени дейтронами с энергией 3,0 МэВ.
 E - энергия нейтронов. $N(E)$ - число нейтронов с энергией E .