

70-9147

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



П-573

3 - 9147

А.Г.Попеко, В.И.Смирнов, Г.М.Тер-Акопьян,
Б.В.Фефилов, Л.П.Челноков

4525/2-75

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ
ПРИ СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ УРАНА-238

1975

3 - 9147

А.Г.Попеко, В.И.Смирнов, Г.М.Тер-Акопьян,
Б.В.Фефилов, Л.П.Челноков

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ
ПРИ СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ УРАНА-238

Направлено в ЯФ

Объединенный институт
ядерной энергии и
библиотека

Известно несколько попыток измерения статистических характеристик распределения по множественности нейтронов, возникающих при спонтанном делении $^{238}\text{U}/1-3/$. Однако к настоящему времени надежные данные имеются только о среднем числе нейтронов на акт деления $\bar{\nu}$.

Наш интерес к настоящей проблеме связан с поисками в природе спонтанно делящихся трансурановых элементов. Как показано в /4/, наибольшая чувствительность при проведении таких поисков достигается с помощью методики регистрации множественного испускания нейтронов из образцов. Основным источником фона в этом случае являются нейтроны, сопровождающие спонтанное деление урана. Имеющиеся данные о множественности нейтронов не позволяют оценить фон расчетным путем с достаточной точностью.

Целью настоящей работы являлось определение вероятностей испускания различных чисел нейтронов при спонтанном делении урана P_{ν} , среднего числа нейтронов на акт деления $\bar{\nu}$, дисперсии распределения нейтронов по кратностям σ_{ν}^2 и параметра формы спектра Γ_2 . Для определения этих статистических характеристик был использован метод регистрации совпадений импульсов от осколков делений и импульсов от нейтронов. Уран наносился на электроды ионизационной камеры, которая помещалась внутрь чувствительного объема детектора нейтронов. В качестве эталона использовался препарат ^{242}Pu .

Электроды ионизационной камеры представляли собой систему из коаксиальных цилиндров (рис. 1). Импульсы от осколков усиливались, и путем двухкратного

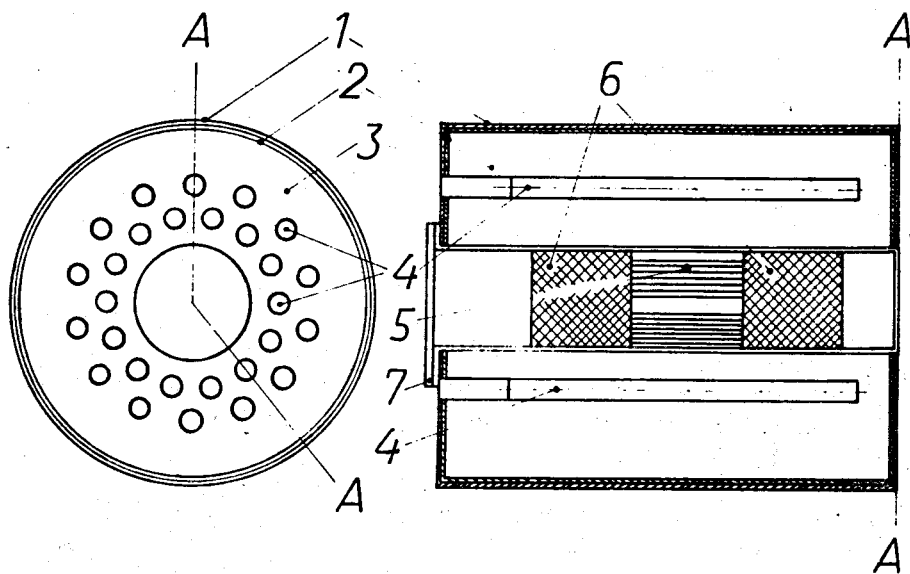


Рис. 1. Схема детектора нейтронов: 1 - кадмиевый экран, 2 - стальной корпус, 3 - парафин, 4 - ^3He -счетчики, 5 - электроды ионизационной камеры, 6 - вставки из органического стекла, 7 - корпус ионизационной камеры.

дифференцирования из них формировались сигналы длительностью 0,2 мкс. Сформированные сигналы подавались на интегральный дискриминатор, импульс которого являлся стартовым для системы регистрации нейтронов. Ионизационная камера использовалась в режиме измерения удельной ионизации осколков (зазоры между электродами - 4 мм, газ - аргон (95%) + метан (5%), давление 760 мм рт.ст., рабочее напряжение - 300 В. На рис. 2 показан спектр импульсов осколков деления урана нейтронами плутоний-бериллиевого источника.

Детектор нейтронов (рис. 1) представлял собой цилиндрический объем, заполненный парафином. Полость для ионизационной камеры располагалась по оси детектора. Вокруг полости в каналах парафинового блока помещались 28 пропорциональных счетчиков (по 14

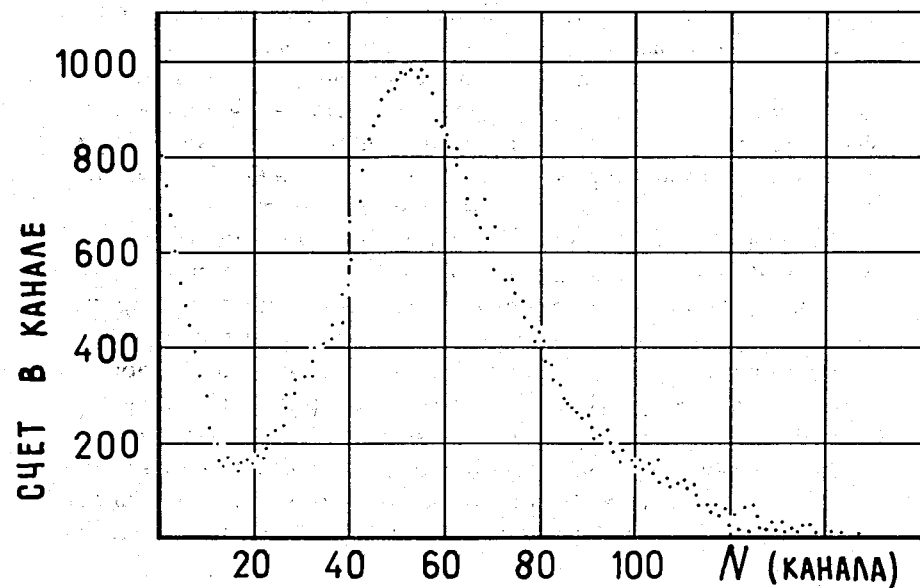


Рис. 2. Амплитудный спектр импульсов осколков деления.

счетчиков в первом и втором рядах). Счетчики имели длину 500 и диаметр 32 мм. Давление газа ^3He составляло 7 атм. Высокое напряжение на все счетчики подавалось от одного источника питания. Счетчики первого ряда имели независимые усилительно-формирующие тракты. Счетчики второго ряда по выходному сигналу были объединены в семь групп, т.е. общее число трактов составляло 21. Предусилители располагались в непосредственной близости от счетчиков, они были выполнены на базе интегральных микросхем и имели коэффициенты усиления $K = 200$. Формирование сигналов осуществлялось на линии задержки $\tau = 0,5$ мкс в усилителях с регулируемыми коэффициентами усиления $K = 5+10$. Амплитуда импульсов от тепловых нейтронов устанавливалась во всех трактах одинаковой.

Электронная схема обеспечивала регистрацию импульсов от нескольких нейтронов, испускаемых в одном акте деления ядра. Принцип работы схемы отражен на рис. 3. Импульсы от нейтронов после усиления подавались на схемы отбора по амплитуде. Формирователи Ф1-Ф21 генерировали выходной сигнал в случае, если входной импульс превышал величину нижнего порога. Разрешающее время для импульсов, поступивших на один тракт, составляло 1,5 мкс. Импульс на формирователь Ф22 сигнала верхнего порога поступал через схему ИЛИ. Регистрация нейтронов блокировалась, если амплитуда входного импульса превышала величину верхнего порога. Общее число блокировок фиксировалось счетчиком СЧ-1. При отсутствии запрета на регистрацию импульсы с формирователей Ф1-Ф21 подавались на схему отбора кратных событий и на схему, отмечающую номера трактов, по которым поступили импульсы (триггеры Тр1-Тр21). Счетчик СЧ-2 фиксировал число трактов, по которым поступили импульсы.

Временной интервал T_0 , занимаемый группой импульсов от нейтронов, возникших в одном акте деления ядра, зависит от времени жизни нейтронов в системе детектора нейтронов. Для выбора величины этого интервала изучалась вероятность поступления импульса нейтрона в зависимости от времени после распада атомного ядра. Измерения проводились с препаратом ^{242}Pu (рис. 4). Результаты этих измерений позволяют оценить среднее время жизни нейтронов: $\bar{\tau} = 40$ мкс. Интервал T_0 задавался одновибратором ОВ-Т₀. Запуск этого одновибратора осуществлялся через формирователь Ф23 стартовым сигналом ионизационной камеры. После срабатывания одновибратора импульсы от нейтронов в течение интервала T_0 поступали на счетчик СЧ-4, разрешающее время которого составляло 0,03 мкс. Измерения выполнялись при фиксированном значении $T_0 = 200$ мкс. Для контроля общего счета нейтронов использовался счетчик СЧ-3. Блок управления регистрацией (БУР) осуществлял блокировку входов трактов регистрации нейтронов и блокировку запуска ОВ-Т₀ на время, необходимое для записи результата, после чего

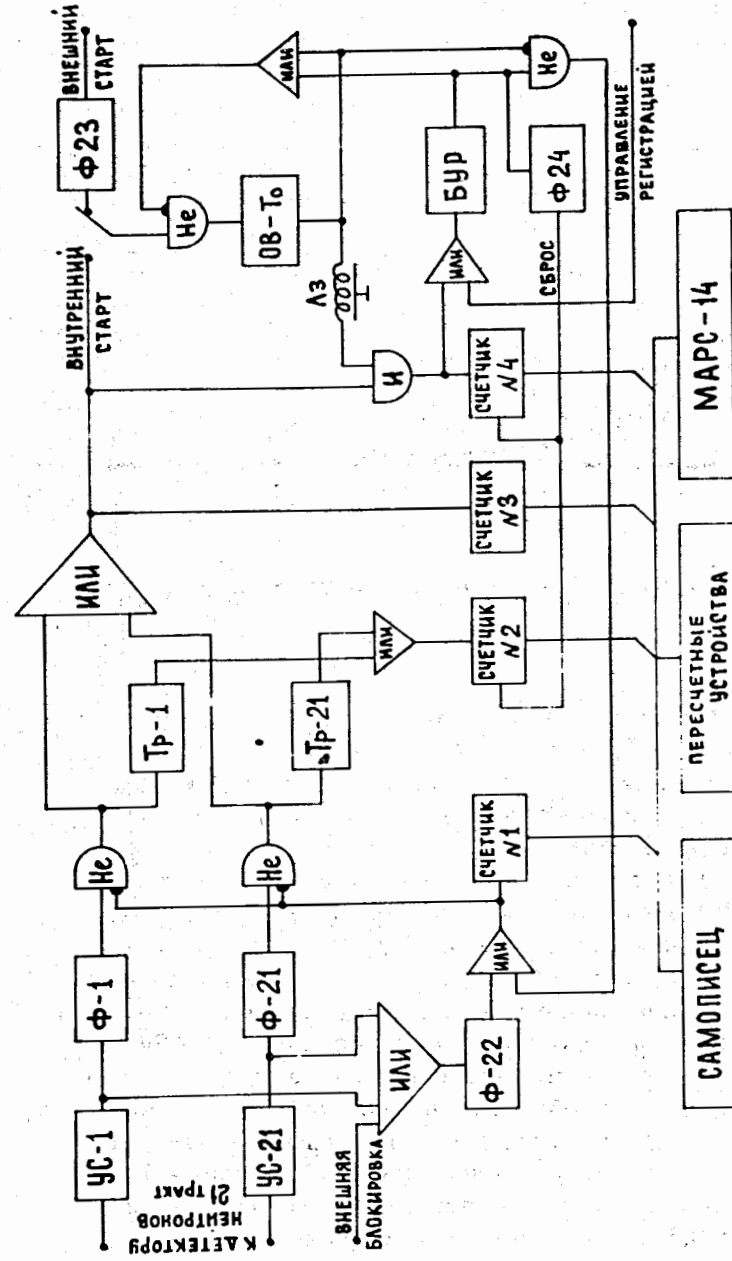


Рис. 3. Электронная схема для регистрации нейтронов.

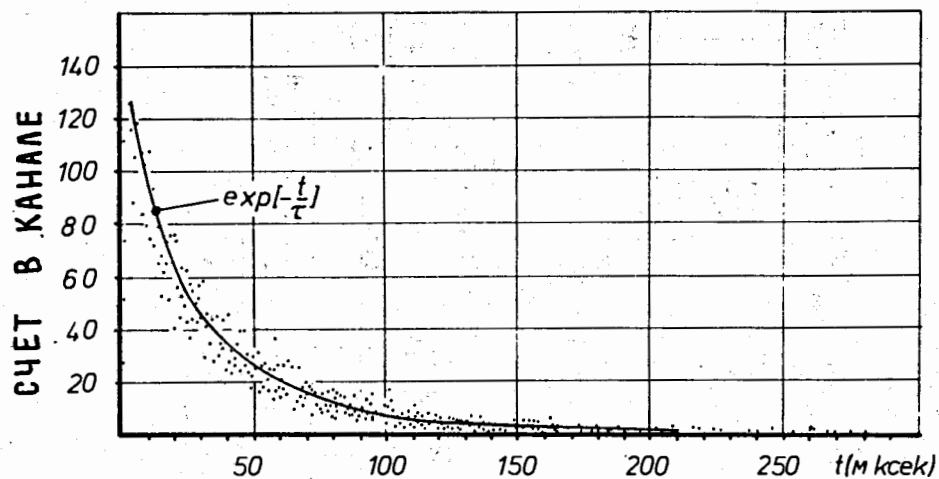


Рис. 4. Зависимость вероятности регистрации нейтронов от времени.

производился сброс счетчиков СЧ-2 и СЧ-4 и возврат триггеров Тр1-Тр21 в исходное состояние.

Для записи результатов применялись различные устройства: самописец, пересчетные схемы, многомерный анализатор МАРС-14.

Для калибровки всей системы использовался препарат ^{242}Pu , который был нанесен на один из электродов ионизационной камеры. Сигнал с этого электрода поступал на отдельный выход. Выбор ^{242}Pu в качестве эталона обусловлен тем, что в силу близости значений средних чисел нейтронов на акт деления у ^{242}Pu и ^{238}U можно ожидать, что спектры нейтронов также будут сходны. Это обстоятельство позволяет пренебречь зависимостью параметров регистрирующей аппаратуры от энергии нейтронов. В калибровочных измерениях использовались препараты плутония с активностью от 0,1 до 0,5 спонтанных делений в секунду. Измерения с эталонным препаратом и с плутонием вы-

полнялись поочередно. Всего было зарегистрировано около 10^6 актов деления ^{242}Pu . Калибровочные измерения позволили определить эффективность регистрации нейтронов для центральной части чувствительного объема детектора $\epsilon = 0,383 \pm 0,002$; при этом значение $\bar{\nu}$ для спонтанного деления ^{242}Pu принималось равным $2,109 \pm 0,007^{5/}$ и в погрешности ϵ учитывалась возможная нестабильность аппаратуры за длительный промежуток времени.

Зависимость эффективности регистрации нейтронов от положения источника вдоль оси детектора нейтронов показана на рис. 5. "Активная" часть ионизационной

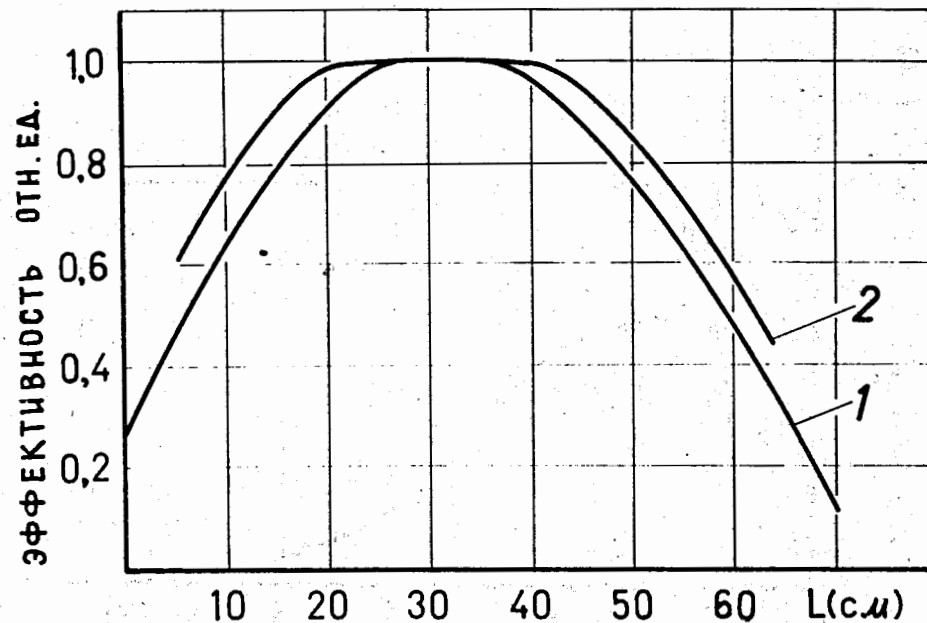


Рис. 5. Зависимость эффективности регистрации нейтронов от положения источника (1 - без вставок из оргстекла, 2 - со вставками из оргстекла).

камеры имела длину 15 см и располагалась в той части детектора, где эффективность регистрации нейтронов была максимальна. Эталонный препарат располагался аналогичным образом. Для увеличения эффективности регистрации нейтронов свободные части полости детектора заполнялись органическим стеклом (рис. 1).

Для выбора режима измерений изучалась зависимость среднего числа зарегистрированных нейтронов \bar{n} на один стартовый сигнал от уровня дискриминации сигналов ионизационной камеры. На рис. 6 эта зависимость показана для случая, когда источником стартового сигнала служила камера с ураном. Как следует из рис. 6, начиная с порога дискриминации $2В \bar{n} = \text{const}$. Аналогичные измерения были выполнены также и с плутониевым препаратом.

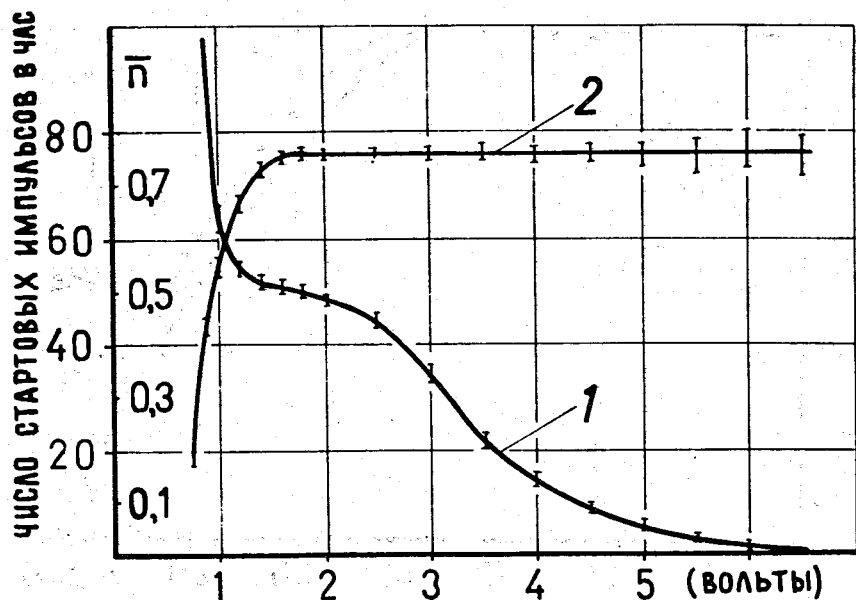


Рис. 6. Зависимость скорости счета осколков спонтанного деления урана (1) и среднего числа нейтронов (2) от уровня дискриминации стартового сигнала.

Было выполнено три серии измерений (см. таблицу). Опыты 1 и 2 осуществлялись на детекторе, описанном в/6/. В четвертой строке таблицы приводятся результаты регистрации множественного испускания нейтронов из уранового блока, выполненные в шахте на глубине 1100 м водного эквивалента в режиме "внутреннего старта"/6/. В таблице приведены данные с учетом поправок на фон аппаратуры, случайные совпадения и с учетом конечного разрешающего времени детектора нейтронов. Для каждой серии измерений оценивались вероятности регистрации различного числа нейтронов F_n (рис. 7). Для каждой серии измерений $\sum_{n \geq 0} F_n = 1$.

В случае измерений с урановым блоком оценивались величины отношений $N_i / N_k = F_i / F_k$.

Величины $\bar{\nu}$, σ_{ν}^2 и Γ^2 целесообразно оценивать непосредственно по результатам измерений. В этом случае их погрешности будут значительно меньше, чем при вычислениях с помощью величин P_{ν} . Данные, помещенные в таблице, позволяют определить величину отношения

$$\frac{\bar{\nu}_{238U}}{\bar{\nu}_{242Pu}} = \frac{\bar{n}_{238U}}{\bar{n}_{242Pu}} = 0,943 \pm 0,007.$$

Если принять в соответствии с $^{5/5}\sqrt{\nu_{242Pu}} = 2,109 \pm 0,007$, то $\bar{\nu}_{238U} = 1,99 \pm 0,03$. После усреднения результатов, полученных в трех сериях измерений для величины

$$\Gamma_2 = \frac{\sum n^2 F_n - \bar{n}^2}{\bar{n}^2},$$

было получено значение $\Gamma_2 = 0,75 \pm 0,01$.

По найденным значениям $\bar{\nu}$ и Γ_2 определяется величина $\sigma_{\nu}^2 = \bar{\nu} - \bar{\nu}(1 - \Gamma_2) = 1,00 \pm 0,06$.

Вероятности испускания различного числа нейтронов вычислялась из уравнений, связывающих P_{ν} и F_n .

$$\sum_{\nu \geq n} \frac{\nu!}{n!(\nu-n)!} (1-\epsilon)^{\nu-n} P_{\nu} = F_n, \quad n = 0, 1, \dots, n_{\max}.$$

На основании результатов измерений было составлено 18 уравнений, к которым добавлялись три условия:

$$\sum P_{\nu} = 1; \quad \sum \nu P_{\nu} = \bar{\nu}; \quad \sum (\nu - \bar{\nu})^2 P_{\nu} = \sigma_{\nu}^2.$$

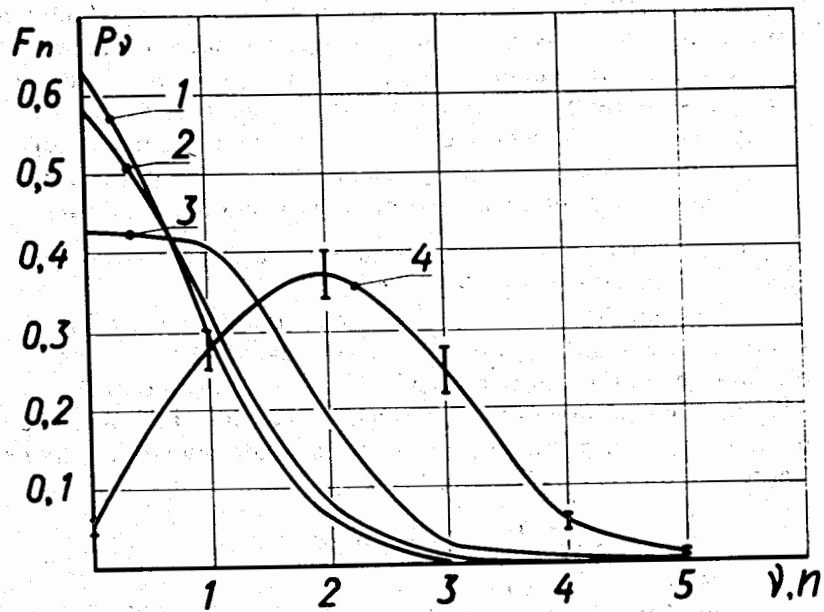


Рис. 7. Вероятность регистрации различных чисел нейтронов (1,2,3 - экспериментальные данные, см. таблицу). Вероятность испускания различного числа нейтронов - 4.

Таблица
Результаты измерений множественности нейтронов при спонтанном делении 238 U

Число осколков $M_{оск}$	Эффективность регистрации нейтронов	Число событий M_n с кратностью					
		$n=0$	$n=1$	$n=2$	$n=3$	$n=4$	$n=5$
1	$0,216 \pm 0,006$	3029	1400	294	27	0	0
2.	$0,264 \pm 0,002$	5113	2907	702	75	3	0
3.	$0,383 \pm 0,002$	18209	17522	5945	906	93	7
4.	$0,264 \pm 0,002$	-	-	20644	2391	163	16

Таким образом, для определения шести величин P_ν , $\nu=0,1...5$ имелась система из 21 уравнения. В/7/ для вычисления величин P_ν предлагается использовать метод статистической регуляризации. В настоящей работе применялся метод наименьших квадратов, который с точностью до вычислительных процедур совпадает с методом статистической регуляризации, описанным в /8/.

Были получены следующие значения P_ν (рис. 7):

$$P_0 = 0,052 \pm 0,010;$$

$$P_1 = 0,277 \pm 0,030;$$

$$P_2 = 0,366 \pm 0,035;$$

$$P_3 = 0,247 \pm 0,030;$$

$$P_4 = 0,050 \pm 0,010;$$

$$P_5 = 0,008 \pm 0,003.$$

Погрешности результатов учитывают статистическую точность измеренных величин, нестабильность аппаратуры и точность использованных констант.

Значение среднего числа нейтронов, полученное нами, хорошо согласуется с результатами, полученными другими авторами /3,9-10/.

Авторами /1,2/ указываются значения $\Gamma_2 = 1$, что приводит к $\sigma_\nu^2 = 2$. Такая большая величина дисперсии, а также утверждение /1/ о том, что распределение нейтронов по кратностям при спонтанном делении урана близко к пуассоновскому, не согласуются с имеющимися данными для других спонтанно делящихся изотопов. Как показывают данные /9/ и наши данные, выводы /1,2/, по-видимому, являются ошибочными.

Авторы благодарны академику Г.Н.Флерову за постоянную поддержку и внимание к работе, В.Г.Субботину и М.С.Бирулеву за помощь при наладке аппаратуры и И.Л.Арефьеву за помощь в проведении измерений.

Литература

1. K.W.Geiger, D.C.Rose. Can.J.Phys., 32, 498 (1954).
2. Б.Д.Кузьминов и др. ЖЭТФ, 37, 406 (1959).
3. V.Konshin, F.Manero. Atom. En. Rev., 10, 600 (1972).

4. Г.Н.Флеров и др. Труды Международной конференции по физике тяжелых ионов, Дубна, 1971, ОИЯИ, Д7-5769, Дубна, 1971.
5. J.W.Voldeman. Труды II Всесоюзного совещания по нейтронной физике, Киев, 1973. Изд. ФЭИ, Обнинск, 1974.
6. Г.Н.Флеров и др. ЯФ, 20, 472 (1974).
7. M.Dakowski et al. Preprint JINR, E11-6969, Dubna, 1973.
8. А.Н.Тихонов. ДАН СССР, 163, 6 (1965).
9. Hwang-Sheng Niau, Chen Tzin-Kui, Han Hong-Jin. Acta Phys.Sin.(China), 23, 46 (1974).
10. H.Conde, M.Holmberg. J.Nucl.En., 25, 331 (1971).

Рукопись поступила в издательский отдел
3 сентября 1975 года.