



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
КОМИТЕТ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ  
АТОМНОЙ  
ЭНЕРГИИ СССР

# нейтронная физика

ЧАСТЬ 5

МОСКВА — 1976



Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР  
Центральный научно-исследовательский институт информации  
и технико-экономических исследований по атомной науке и технике

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

(Материалы 3-й Всесоюзной конференции по  
нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.)

Часть 5

Москва - 1976

УДК 539.125.5

НЕЙТРОННАЯ физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). Часть 5. М., 1976. 380 с. (ЦНИИатоминформ).

В конференции приняло участие более 350 представителей из БНР, ВНР, ГДР, СССР, а также из Австралии, Великобритании, Нидерландов, Франции, ФРГ и из Объединенного института ядерных исследований.

В 92 репортерских доклада включено около 250 научных сообщений, из которых 52 - зарубежных. 68 репортерских докладов сделаны советскими учеными и 24 - зарубежными.

Все эти доклады публикуются в шести книгах. Остальные доклады, представленные на конференцию с опозданием, предполагается опубликовать в первых выпусках сборника "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы".

Доклады подготовлены к изданию Центром по ядерным данным Государственного комитета по использованию атомной энергии СССР.

Редакционная коллегия:

В.П.Вертебный (зам.ответственного редактора), Д.А.Кардашев,  
В.Н.Манохин, Л.Н.Усачев (ответственный редактор)

(С)

Центральный научно-исследовательский  
институт информации и технико-эконо-  
мических исследований по атомной  
науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1976

Секция 5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ (окончание)

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ  
БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ РЕАКТОРА

А.М.Демидов, Л.И.Говор

(Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова)

Аннотация

В работе рассматриваются особенности взаимодействия с ядрами быстрых нейтронов реактора и методика исследования  $\gamma$ -излучения при неупругом рассеянии нейтронов реакторного спектра. Рассматривается информация о механизме реакции и свойствах уровней ядер, которая получается в таких экспериментах. Обсуждаются пути развития исследований с быстрыми нейтронами реактора, в частности изучение в тройных корреляциях ( $n'(\theta)-\gamma$ ) вклада прямого процесса и измерение времен жизни уровней с использованием резонансного рассеяния  $\gamma$ -лучей из ( $n, n' \gamma$ )-реакции.

Abstract

The distinguishing features of the interaction of fast neutrons of a reactor with nuclei and the method of investigation of gamma-rays at the inelastic scattering of reactor spectrum neutrons are considered in the paper. The information on the reaction mechanism and nuclear level properties is also presented. The ways for development of investigations with fast neutrons of a reactor, in particular, the study of direct process contribution ( $p'(\theta)-\gamma$ ) in triple correlations and measurement of the level lifetimes using resonance scattering of  $\gamma$ -rays from the ( $n, n' \gamma$ ) reaction are discussed.

## Особенности взаимодействия быстрых нейтронов спектра реактора с ядрами

До последнего времени быстрые нейтроны реактора практически не использовались в экспериментах по ядерной физике. Экспериментаторы предпочитали привести исследование с "менехроматическими" пучками быстрых нейтронов из ускорителей. Однако ядерный реактор является значительно более мощным источником быстрых нейтронов, чем ускорители, и в некоторых опытах, в которых решающим фактором является не столько менехроматичность пучка нейтронов, сколько его интенсивность, использование реактора становится предпочтительнее.

Очень существенным для экспериментов по ядерной физике на реакторе является экспоненциальный спад потока нейтронов с их энергией. Такой спад создает ряд благоприятных обстоятельств для получения информации об ядре и, в частности, приводит к резкому ограничению диапазона энергий нейтронов, возбуждающих уровни ядер при неупругом рассеянии. Рассматривая далее особенности взаимодействия быстрых нейтронов спектра реактора с ядрами, мы ограничимся только обсуждением процесса неупругого рассеяния.

Спектр быстрых нейтронов для водо-водяного реактора показан на рис.1. Там же для сравнения приведен спектр деления. Приведенный на рис.1 спектр нейтронов реактора можно аппроксимировать экспоненциальной зависимостью  $\Phi(E_n) \sim e^{-0,72 E_n}$ . Эксперименты со спектром такого вида будут рассматриваться в данном обзоре. Вопросы трансформации этого спектра будут затронуты в конце обзора.

На рис.2 показана теоретическая зависимость от энергии нейтронов сечения реакции для возбуждения уровня 1468 кэв в  $^{112}\text{Cd}$ . Расчет был произведен по статистической модели с использованием формализма Хаузера-Фешбаха и Мольдауера с учетом всех известных уровней этого ядра. На этом же рисунке показана зависимость от  $E_n$ , произведенная  $\sigma(E_n) \cdot \Phi(E_n)$ . Интеграл по  $\sigma \Phi$  будет определять заселенность уровня непосредственно в реакции ( $n, n'$ ). Оказывается, что в среднем уровень возбуждается нейtronами с энергией  $\bar{E}_n \approx E_{yr} + 0,7$  Мэв. В максимуме  $\sigma \Phi$  имеем  $\bar{E}_n \approx E_{yr} + 0,3$  Мэв. Расчет показывает, что такое соотношение выполняется и для других уровней, т.е.

рассеянные нейтроны от любого уровня в  $^{112}\text{Cd}$  имеют среднюю энергию  $\approx 0,7$  Мэв со средним размытием того же порядка. Спад произведения  $b \cdot \Phi$  к большим энергиям определяется двумя факторами: экспоненциальным спадом спектра нейтронов и ростом плотности уровней (из-за их конкуренции величина  $b'$  для отдельного уровня падает). Известно, что рост плотности уровней слабо меняется в ядрах средних атомных весов и поэтому на них можно распространить найденное выше соотношение для  $E_n$ . К более легким ядрам средняя энергия рассеянных нейтронов возрастает до 1,5 Мэв. Здесь спад величины  $b' \cdot \Phi$  определяется только уменьшением  $\Phi(E_n)$  с ростом  $E_n$ .

Таким образом, эксперимент на реакторе проводится с нейтронами, имеющими большой разброс в энергиях (0,8 Мэв). Однако это обстоятельство в некоторых экспериментах с быстрыми нейтронами может не иметь существенного значения, т.к. нет большой принципиальной разницы в механизме взаимодействия так называемых монохроматических пучков нейтронов с энергетическим разбросом в 10-100 кэв и в 1 Мэв. В том и другом случае будет возбуждаться очень большое число различных промежуточных состояний при образовании составного ядра. В то же время, естественно, вопросы, связанные с зависимостью механизма возбуждения уровня от энергии нейтронов, не могут решаться в рассматриваемом исследовании.

С точки зрения механизма взаимодействия нейтронов с ядрами и получаемых результатов существенным является то, что уровень в основном возбуждается, хотя и в широком интервале энергий, но все-таки надпороговыми нейтронами с  $E_n$  сред  $\approx E_{\text{ур}} + 0,7$  Мэв. Как видно из рис. 3, а и б (рис. 3, б из работы Шелдона [1]), при таких энергиях нейтронов заселенность уровней сильно зависит от углового момента состояния и наблюдается значительная асимметрия в угловых распределениях  $\gamma$ -квантов, из которой определяется мультипольность или смесь мультиполей  $\gamma$ -перехода. Для примера на рис. 4 показана рассчитанная зависимость от углового момента заселенности уровня 1468 кэв в  $^{112}\text{Cd}$ .

Из всех возможных экспериментов с быстрыми нейтронами реактора, проводимыми с целью получения сведений для ядерной физики, к настоящему времени наибольшее развитие получили исследования спектров  $\gamma$ -лучей от неупругого рассеяния нейтронов на ядрах, включая измерения угловых распределений  $\gamma$ -квантов относительно направления первичного пучка нейтронов. Поэтому далее мы перейдем к описанию таких экспериментов и полученных из них результатов.

Эксперимент по исследованию  $\gamma$ -излучения в реакции ( $n, n'$ )  
на быстрых нейтронах реактора

Измерения спектров  $\gamma$ -лучей от быстрых нейтронов реактора были проведены в начале 60-х годов Донау [2,3] и Донау и Робертсоном [4] с использованием  $\text{NaJ}(\text{Tl})$ -кристаллов. Однако низкая разрешающая способность таких спектрометров не позволила широко использовать этот метод для изучения уровней ядер.

Эксперименты с  $\gamma$ -лучами от быстрых нейтронов, так же как и от тепловых нейтронов, возможны в двух геометриях: с образцом около активной зоны реактора и в выведенном из реактора пучке нейтронов. В первой геометрии с  $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторами исследования  $\gamma$ -спектров из реакции ( $n, n'$ ) были проведены недавно канадскими физиками [5-7]. Схема эксперимента показана на рис. 5. Быстрые нейтроны отфильтровывались от тепловых 1,3 мм Cd и 1 см  $\text{B}_4\text{C}$ . Использовались образцы из естественной смеси изотопов весом около 100 г. Были обследованы элементы от бора до кальция. К недостаткам используемой геометрии необходимо отнести сильную активацию большого количества разделенного изотопа, широкий угол падения пучка нейтронов на образец и очень большой фон от рассеянных на образце  $\gamma$ -квантов и от захвата тепловых нейтронов образцом, а также невозможность измерения угловых распределений  $\gamma$ -квантов.

Более рациональная геометрия с мишенью в выведенном из реактора пучке нейтронов была найдена в совместной работе ИАЭ им. И.В.Курчатова и Института ядерных исследований (г. Багдад) [8]. Схема эксперимента по измерению угловых распределений  $\gamma$ -квантов относительно пучка быстрых нейтронов на реакторе ИРТ-М показана на рис.6 [9]. Пучок нейтронов реактора фильтруется от  $\gamma$ -лучей и тепловых нейтронов 9 см свинца, 1 см  $\text{B}_4\text{C}$  и 0,5 мм Cd. Диаметр пучка мишени равен  $\approx 30$  мм, поток нейтронов равен примерно  $1 \cdot 10^7$  н/см<sup>2</sup>. сек.  $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектор размещен в специальной защите из железа, борированного полизтиленом, свинца и лития-6. Пучок  $\gamma$ -квантов, идущих из образца, фильтруется  $\text{LiH}$  от быстрых нейтронов, рассеянных на образце. Расстояние от образца до детектора равно 35 см. Веса образцов равны  $\sim 10$  г. Из-за конкретных условий, существующих в районе канала, измерение угла  $\theta$  от  $90^\circ$  до  $147^\circ$  осуществляется путем передвижения мишени вдоль нейтронного пучка.

На рис.7 показан, как пример,  $\gamma$ -спектр из реакции  $^{104}\text{Pd}(n, n')$ , измеренный под углом  $90^\circ$  к падающему пучку нейтронов. В спектре выделено более 100  $\gamma$ -линий, принадлежащих  $^{104}\text{Pd}$ . Остальные линии принадлежат фону, и очень небольшая часть их обусловлена реакцией ( $n'$ ) на резонансных нейтронах.

К настоящему времени под углом  $90^\circ$  для прикладных целей измерены спектры всех элементов и составляется их Атлас. Получены также спектры для примерно 25 в основном четно-четных разделенных изотопов /10-23/. Угловые распределения  $\gamma$ -квантов были измерены только для  $^{110,112,114,116}Cd$  и  $^{92}Mo$ .

Зависимость общего вида спектра от атомного веса, деформации и четности числа нейтронов и протонов в ядре рассматривается в работе /13/. Характер спектра данного ядра определяется структурой и характеристиками 20-30 наименее уровней с  $J \leq 6$ .

#### Заселаемости уровней в реакции ( $n, n'\gamma$ ) на быстрых нейтронах реактора

Система уровней и  $\gamma$ -переходов ядра  $^{104}Pd$ ,  $\gamma$ -спектр которого в реакции ( $n, n'\gamma$ ) показан на рис.7, относится к наиболее изученной. Анализ показал, что подавляющее число обнаруженных наимен  $\gamma$ -переходов (~ 97% к общей их интенсивности) хорошо укладываются в эту схему и являются переходами между 50 самыми нижними состояниями этого ядра. Имея полную схему  $\gamma$ -переходов, можно установить как полные относительные заселаемости уровней  $P$  из суммы интенсивностей переходов, идущих с данного уровня, так и заселаемости непосредственно в реакции ( $n, n'\gamma$ )  $P_S = P - P_C$ , где  $P_C$  — сумма интенсивностей  $\gamma$ -переходов, приходящихся на уровень.

Сравнение величин  $P$ ,  $P_S$  и  $P_C$  для большого числа ядер показывает, что для самых низких уровней роль каскадного заселения велика. Так, например, в четно-четных ядрах с вибрационной структурой уровней величина  $P_C$  для первого  $2^+$  уровня равна примерно 50%, для уровней двухфононного триплета ~ 30%, а для большинства вышележащих уровней —  $P \approx P_S$ . Исключения здесь могут составлять наименшие уровни с природой и характеристиками, резко отличными от тех, которые имеют нижележащие уровни. Эти уровни будут как бы собирать на себя переходы с вышележащими уровнями одной с ними природы. Малая каскадная заселаемость высоколежащих уровней обусловлена зависимостью вероятности  $\gamma$ -переходов от  $E_\gamma$  и экспоненциальным спадом заселаемости уровней с их энергией.

Необходимо отметить, что основная часть каскадной заселаемости обусловлена небольшим числом идущих на данный уровень переходов. Это обстоятельство значительно облегчает нахождение величины  $P_S$ , т.к. в спектре трудно обнаружить переходы с малыми интенсивнос-

таки. Небольшое число каскадных переходов облегчает также учет их при нахождении теоретических угловых распределений  $\gamma$ -квантов.

На рис.8 и 9 показаны экспериментальные зависимости величины  $P_s$  от энергии уровней  $^{56}\text{Fe}$  и  $^{106}\text{Pd}$ . В случаях, когда характеристики уровней установлены однозначно, они указаны взаимо-соответствующими значениями  $P_s$ . Прямые проведены через значения  $P_s$  для уровней  $2^+$ . Эти прямые соответствуют экспоненциальному множителю  $\exp(I,45 \text{ Мэв}^{-1})$  в  $^{56}\text{Fe}$  и  $\exp(2,4 \text{ Мэв}^{-1})$  в  $^{106}\text{Pd}$ . Различие во множителе обусловлено различием в росте плотности уровней у этих ядер. Для исследованных изотопов Pd, Sn, Cd, Sm были рассчитаны величины  $P_s$  по статистической модели с использованием формализма Йаузера-Фембаха и Моддауера [24, 25]. Параметры потенциала взаимодействия брались из работы [26]. В расчет вводилась вся система известных уровней данного ядра. При отсутствии характеристик уровней они выбирались с учетом экспериментальных величин заселенности. Расчет производился, как правило, только для первых 10–15 уровней, поскольку для выделения уровней необходимо в расчете переходить от учета отдельных конкурирующих уровней к их плотности, так как при больших энергиях возбуждения данные по схемам уровней неполны.

Мы хотели бы обратить внимание на величину заселенности уровня  $P_s$ , получаемую в данном исследовании, как на некоторую характеристику уровня. Уже отмечалось, что эта характеристика будет зависеть от плотности уровней вблизи него при заданном  $\gamma$  и от  $\gamma$  при заданной энергии возбуждения ядра. Величина заселенности можно придать и некий физический смысл, если использовать введенную нами ранее среднюю энергию нейтронов, возбуждающих уровень  $\bar{E}_n = E_{\text{ур}} + \Delta$ , где величина  $\Delta$  зависит от скорости спада нейтронного потока с энергией и скорости роста плотности уровней. Как мы уже указывали, для ядер средних атомных весов величина  $\Delta$  равна примерно 0,7 Мэв. Соответственно имеем  $P_s / \Phi(\bar{E}_n) \sim \delta(\bar{E}_n)$ , т.е. отношение заселенности к нейтронному потоку пропорционально усредненному сечению возбуждения уровня в  $(n, n')$ -реакции для средней энергии нейтронов, лежащей на 0,7 Мэв выше порога реакции. Существенно также отметить, что величины  $P_s$  слабо меняются при небольших изменениях спектра нейтронов и могут быть вычислены в модельных предположениях.

С точки зрения процесса каскадного выщечивания уровней ядер представляет интерес также рассматривать величины  $P_c$ , сравнивая их со значениями  $P_s$ .

В табл. I-3, как пример, проведено сравнение относительных экспериментальных и теоретических значений  $P_S$  для  $^{106}Pd$ ,  $^{110}Cd$  и  $^{148}Sm$ . При нахождении величины  $P_S$  грубо учитывались угловые распределения  $\gamma$ -квантов.

Из данных этих таблиц видно, что между экспериментальными заселеностями и теоретическими, полученными в предположении статистического механизма реакции имеется согласие в пределах экспериментальных неопределенностей (15–20%). Причем лучшее согласие наблюдается при учете статистических флуктуаций резонансных ширин уровней, т.е. с величинами  $P_S^M$ .

Полученное согласие, по нашему мнению, в основном обусловлено тем, что ожидаемые отклонения от статистической модели находятся пока в пределах экспериментальных ошибок. Дальнейшее повышение точностей в величинах заселеностей (путем уточнения схем распада уровней и учета угловых распределений как уходящих с данного уровня, так и приходящих на него  $\gamma$ -переходов) должно выявить влияние на заселеность тех или иных уровней таких эффектов, как гигантские резонансы в  $S$ - и  $p$ -нейтронной-силовой функции и прямой процесс. Последний должен, например, привести к зависимости заселености уровня от его квадрупольного момента. Так, в работе Инстера, Смиза и Данфорда [27] было показано, что вклад прямого процесса в сечение возбуждения первого  $2^+$  уровня в  $^{184}W$  составляет ~10% при энергии нейtronов ~0,6 Мэв над порогом реакции и ~100% при  $E_n \geq 5$  Мэв.

Интересным вопросом является также возможность прямого возбуждения одной частицы в реакции с нейtronами. Наиболее подходящим объектом для изучения здесь являются близколежание уровни различной природы.

Для нахождения вклада от прямого процесса становятся актуальными измерения тройных корреляций ( $n'(s)-\gamma$ ) в реакции ( $n, n'\gamma$ ) с использованием  $\gamma$ -кванта для привязки к определенному уровню. Такие опыты в принципе могут быть также проведены на пучках быстрых нейtronов реактора.

Как уже отмечалось выше, для установления связи механизма неупругого рассеяния с природой и характеристиками возбуждаемых состояний нам необходимо знать схему и свойства уровней ядра, эффективно заселенных в таком процессе. Эти сведения могут быть частично получены непосредственно при изучении ( $n, n'\gamma$ )-реакции. Задача установления характеристики и схем распада уровней имеет и свой самостоятельный интерес. Рассмотрим далее характер и объем спектрометрической информации, которая получается с быстрыми нейtronами реактора.

### Исследование уровней четно-четных ядер

К настоящему времени, как мы уже указывали, измерены  $\gamma$ -спектры большого числа элементов и изотопов. Для нескольких ядер обследованы угловые распределения  $\gamma$ -квантов относительно первичных нейтронов. На основании анализа этих результатов можно сделать следующие выводы об объеме и характере получаемой информации, об уровнях ядер:

1. Выделяемые из спектра  $\gamma$ -линии соответствуют переходам с самых низших 20-50 уровней. В легких ядрах  $\gamma$ -переходы с высокими уровнями не видны из-за падения нейтронного потока с энергией, а в тяжелых ядрах из-за конкуренции уровней, приводящей к падению заселенности отдельного уровня.

2. Схема  $\gamma$ -переходов ядра легко устанавливается, если схема уровней известна, например, из реакций с заряженными частицами. При этом достаточно знать энергии уровней с точностью 2-10 кэв. Из данных о  $\gamma$ -переходах эти энергии находятся с лучшей точностью ( $\sim 0,1-1$  кэв). В отдельных случаях из данных о  $\gamma$ -переходах и зависимостях может быть введен ранее неизвестный уровень.

3. Величины заселенности уровней в реакции ( $n, n'\gamma$ ) могут быть рассчитаны по статистической модели в предположении различных угловых моментов уровня. Из сравнения расчетных и экспериментальных величин заселеностей может быть сделан вывод об угловом momente уровня (не всегда однозначно).

4. Сравнительно полные схемы распада устанавливаются для самых низших 10-20 уровней. Для более высоких находятся наиболее интенсивные переходы, а далее изучаются только наиболее заселенные уровни, высвечивающиеся в основном одним или двумя квантами. В связи с данным вопросом представляет интерес рассмотреть соотношение данного и других спектрометрических методов. Измерение  $\gamma$ -спектров в реакции ( $n, n'\gamma$ ) очень хорошо сочетается с установлением положения уровней в экспериментах с заряженными частицами, т.к. позволяет установить схемы распада уровней и уточнить их характеристики и энергии. Непосредственный интерес имеет сравнение данных о  $\gamma$ -спектрах из реакций ( $n, n'\gamma$ ), ( $\alpha, \gamma$ ), ( $\delta, x \gamma$ ) и при  $\beta$ -распаде. Поскольку в большинстве случаев положение  $\gamma$ -переходов в схеме устанавливается из совпадения энергии  $\gamma$ -кванта с разностью энергий уровней, то желательна независимая проверка правильности схемы. Совпадение относительных интенсивностей переходов, которые,

предполагается, идут с одного уровня, в различных реакциях является хорошим подтверждением правильности схемы распада уровня.

5. Существенной особенностью используемого метода является независимость заселения уровня от его природы. Соответственно в данном исследовании устанавливается полная система для 10-20 наименее высоких уровней с  $\gamma \leq 6$  (без пропуска уровней), что существенно для сравнения с теоретическими расчетами системы уровней ядер.

6. Угловые распределения могут быть найдены для  $\gamma$ -линий, для которых относительные интенсивности определяются с точностью, лучшей 10-15%. В экспериментах с изотопами кадмия и молибдена число таких  $\gamma$ -линий составило  $\approx 15$ . В дальнейшем это число может быть значительно увеличено.

7. Наиболее интересной информацией, получаемой при измерении угловых распределений  $\gamma$ -квантов, является нахождение смесей мультиплей  $M1 + E2$  и  $E1 + M2$ . Благоприятным обстоятельством является резкая зависимость углового распределения от смеси мультиплей для переходов  $3^{\pm} \rightarrow 2^+$  в реакции ( $n, \gamma'$ ) в отличие от  $\gamma-\gamma$  угловых распределений, где более резка зависимость для  $2^{\pm} \rightarrow 2^+$  переходов, т.е. эти два исследования как бы дополняют друг друга.

На рис. 10 показаны угловые распределения  $\gamma$ -квантов для переходов  $3_1^{\pm} \rightarrow 2_1^+$  и  $3_1^{\pm} \rightarrow 2_2^+$  в изотопах  $^{110,112}_{\text{Cd}}$ . Изменение характера угловых распределений говорит нам об изменении соотношения между квадрупольным моментом и гиромагнитным отношением соответствующих уровней при переходе от ядра к ядру.

8. Зависимость заселяемостей от четности уровней и угловых распределений от типа перехода очень слабая.

9. Рассматриваемое исследование проводится сейчас на стабильных изотопах. Наибольшее число стабильных изотопов это четно-четные ядра. Для них мы имеем широкую возможность обследовать изменение системы низких уровней при добавлении двух нуклонов. К настоящему времени в этом направлении обследованы изотопы  $^{92}_{\text{Mo}}$ ,  $^{110,112}_{\text{Cd}}$ ,  $^{114,116}_{\text{Pd}}$ ,  $^{104,106,108,110}_{\text{Pd}}$ ,  $^{116,118,120,122,124}_{\text{S}}$ ,  $^{144,148,150,152,154}_{\text{S}}$ ,  $^{162,164}_{\text{Ru}}$ ,  $^{182,184,186}_{\text{W}}$ . Полный анализ полученных данных еще не закончен, и поэтому мы ограничимся здесь только двумя примерами из получаемых результатов.

10. На рис. II приведена диаграмма, показывающая сравнение относительных величин  $P_s \cdot \exp(2,7 E_{\gamma} / \text{МэВ})$  для  $2^+$  уровней при 2 - 3,5 МэВ в изотопахолова  $^{113}_{\text{J}}$ . Фактор  $\exp(2,7 E_{\gamma})$  введен для компенсации падения заселяемости уровней с их энергией. Среди рассматриваемых уровней может оказаться один уровень с  $\gamma = 1^{\pm}$ .

Грубое равенство высот всех столбиков отражает независимость заселенности уровней  $2^+$  от их природы. В каждом из изотопов значение  $\rho_s$  для второго  $2^+$  уровня принято за единицу. Темная часть каждого столбика  $\rho_s$  соответствует переходу в основное состояние, а светлая - на  $2^+_1$  уровень.

Рассмотрение диаграмм показывает, что в каждом из изотопов в интервале энергий 2 - 3,5 Мэв наблюдается 7-8 уровней с  $J^\pi = (1^+)_2^+$ . Большинство из этих состояний с одинаковой вероятностью распадаются в основное и в  $2^+_1$  состояние (приведенные вероятности переходов будут различны). Исключение составляют некоторые из уровней с энергиями выше 3 Мэв, которые высвечиваются преимущественно в основное состояние и  $2^+_2$ -уровень, который можно трактовать как двухфононное состояние. Для двухфононных  $2^+$  состояний фактор запрета резко возрастает при переходе от  $^{116-120}Sn$  к  $^{122,124}Sn$ . Такое изменение высвечивания  $2^+_2$  уровня коррелирует с изменением расщепления двухфононного триплета в этих ядрах.

II. При энергиях примерно 2,5 Мэв в четно-четных ядрах с вибрационной структурой уровней наряду с коллективными ожидается двухквазичастичные состояния. Примером таких относительно чистых состояний являются двухквазичастичные состояния от конфигураций  $(g_{9/2} p_{1/2})$  и  $(g_{9/2} f_{5/2})$  при числе нейтронов или протонов от 40 до 50, а также  $(h''_{1/2} S_{1/2})$  и  $(h''_{1/2} d_{3/2})$  при  $N$  или  $P$  от 60 до 82. Эти уровни имеют отрицательную четность с угловым моментом от 2 до 7, тогда как четность уровней трехфононного триплета положительна. Из коллективных состояний с отрицательной четностью в этой области ожидается только уровень  $3^-$ , соответствующий октупольным вибрациям. Уровни от октуполь-квадрупольного взаимодействия должны располагаться несколько выше.

Между рассматриваемыми двухквазичастичными состояниями ожидается МI-переходы, обусловленные переориентацией углового момента одного нуклона относительно другого и соответственно имеющие большую величину матричного элемента. В то же время переходы из этих состояний на нижележащие коллективные состояния могут быть запрещены.

Уровни  $2^+, 3^-, 4^-, 5^-$  эффективно заселяются в реакции  $(n, n' \gamma)$  на быстрых нейтронах реактора и, следовательно, для них могут быть получены систематические данные для всех четно-четных стабильных изотопов. Для примера на рис. 12 дано сравнение теоретической массовой и экспериментально найденной схемы уровней  $^{92}Mo$ . Теория предсказывает несколько прозонных двухквазичастичных состояний с отрицательной четностью при энергии 3 Мэв [28]. Экспериментально

обнаруживаются очень интенсивные  $\gamma$ -переходы между уровнями, которые можно осуществить с этими состояниями, исходя из угловых распределений  $\gamma$ -квантов и заселеностей уровней в реакции ( $n, n'\gamma$ ). В других четно-четных ядрах с  $X$  или  $N$ , близкими к 50 или 82, в  $\gamma$ -спектрах из реакции ( $n, n'\gamma$ ) также обнаруживаются интенсивные переходы небольших энергий, которые можно осуществить с переходами между двухквазичастичными состояниями.

#### Дальнейшее развитие исследований с быстрыми нейтронами реактора

По нашему мнению, интенсивные потоки быстрых нейтронов реактора могут еще шире использоваться в современных исследованиях по ядерной физике. По сути дела эти исследования только начинают развиваться. На нейтронных пучках реактора могут быть осуществлены:

- тройные корреляции в реакции ( $n, n'\gamma$ );
- ( $\gamma - \gamma$ )-совпадения;
- измерение спектров электронов внутренней комверсии при использовании светосильных спектрометров;
- измерение времен жизни уровней с использованием допплеровского уширения и сдвига  $\chi$ -линий при изменении угла между  $X$  и  $n$ , и резонансного рассеяния  $\gamma$ -лучей из ( $n, n'\gamma$ )-реакции.

Для демонстрации использования в этих исследованиях интенсивных потоков реактора рассмотрим постановку эксперимента по измерению времен жизни уровней.

Вопрос о допплеровском сдвиге и уширении  $\gamma$ -линий при неупругом рассеянии быстрых нейтронов реактора рассматривался ранее в работе [67].

Сдвиг положения пика в случае реакторного спектра нейтронов будет связан с энергией  $\gamma$ -кванта в ядре с  $A \approx 100$  соотношением

$$\delta E_\gamma = \frac{E_\gamma}{A+1} \sqrt{\frac{2(E_{\text{ур}} + 0.7)}{931}} \cdot \cos \theta_0,$$

где  $E_{\text{ур}}$  — энергия уровня, с которого идет данный переход;

$\theta_0$  — угол наблюдения  $\gamma$ -квантов в лабораторной системе по отношению к пучку падающих нейтронов.

Уширение пика равно при  $\chi_{\text{ур}} < \chi_{\text{зам}}$ , где  $\chi_{\text{зам}}$  — время замедления ядра, испытавшего неупругое рассеяние, а  $\tau_{\text{ур}}$  — время жизни уровня:

$$\Delta = \frac{E_\gamma}{A+1} \sqrt{\frac{2(E_{\text{ур}} + 0.7)}{931}} \cdot \sqrt{\frac{0.7A - E_{\text{ур}}}{A(E_{\text{ур}} + 0.7)}}$$

Таким образом, для  $E_{\text{ур}} = E_{\gamma} = 1 \text{ МэВ}$  и  $A = 100$  имеем  $\Delta \approx 200 \text{ эв}$ , где  $\Delta$  - ширина допплеровского уширения пика на половине высоты. Поскольку энергия ядра отдачи при испускании  $\gamma$ -кванта при данных условиях равна  $E_{\text{отд}} = 5 \text{ эв}$ , т.е.  $E_{\gamma} < \Delta$ , то становится возможным проведение эксперимента по резонансному рассеянию испускаемых  $\gamma$ -квантов. Интересный эффект наблюдается при  $\tau > \tau_{\text{ср}}$ . По мере замедления ядер происходит уменьшение допплеровского уширения и число  $\gamma$ -квантов, которые могут испытать резонансные рассеяния, возрастает. Максимальный эффект здесь ожидается при временах жизни  $\tau_{\text{ср}} \approx 2 \div 3 \cdot 10^{-13} \text{ сек}$ . По оценкам сечение резонансного рассеяния в этом случае для MI переходов может достигать  $0,1 \div 1 \text{ барн}$ .

В обсуждаемом эксперименте образец - источник  $\gamma$ -квантов помещается вблизи активной зоны реактора в поток быстрых нейтронов  $\approx 2 \cdot 10^{12} \text{ н/см}^2 \cdot \text{сек}$ . Этот образец защищается от тепловых и медленных нейтронов кадмием и карбидом бора, а от  $\gamma$ -лучей из активной зоны реактора - свинцом. Пучок  $\gamma$ -лучей от образца хорошо фильтруется от быстрых нейтронов и, выходя из канала реактора, падает на образец - рассеиватель. Оценки указывают на достаточно высокую скорость счета резонансно рассеянных образцом  $\gamma$ -квантов. Возможности проведения эксперимента будут определяться фоновыми условиями, в частности возможностью отфильтровать пучок  $\gamma$ -лучей от быстрых нейтронов. Проведение такого эксперимента планируется на реакторе ИРТ-М.

Спадающий по экспоненте спектр нейтронов реактора является, по-видимому, наиболее рациональным в исследованиях по ядерной физике по сравнению с другими видами спектров. Этот спектр обуславливает:

- a) малую каскадную заселемость уровней;
- b) выделение из спектра каждым уровнем наиболее интересной области надпороговых нейтронов;
- c) проявление в  $\gamma$ -спектре наибольшего числа  $\gamma$ -переходов и, соответственно, уровней, т.к. комптоновское распределение импульсов в детекторе от более энергичных  $\gamma$ -квантов из-за их меньшей интенсивности не мешает выделению никелевалих  $\gamma$ -линий.

Однако для решения ряда задач желательно трансформировать спектр нейтронов реактора. В некоторых случаях это можно сделать без существенной потери в интенсивности нейтронов. Эффективными здесь могут оказаться водородные фильтры для выделения высокозэнергетических нейтронов, толстые стенки, которые в основном будут пропускать нейтроны с энергией ниже первого уровня ядер материала стенки, и резонансные рассеиватели из некоторых легких ядер.

Таблица I

Теоретические и экспериментальные заселаемости  
уровней  $^{106}\text{Cd}$  в  $(n, n' \gamma)$ -реакции на быстрых нейтронах реактора

$E_{\text{ур.}}, \text{кэВ}$	$\gamma^{\pi}$	эксп.	$P_S^{X-\varphi}, \text{отн.ед.}$	$P_S^M, \text{отн.ед.}$
512	$2^+$	50	50	50
1128	$2^+$	12,5	12,1	14,8
1134	$0^+$	4,3	5,1	5,6
1229	$4^+$	8,6	3,6	5,1
1558	$3^+$	7,1	3,4	4,6
1562	$2^+$	3,3-3,8	4,5	5,7
1706	$0^+$	1,0	1,2	1,5
1909	$2^+$	1,6-1,8	1,8	2,5
1932	$4^+$	1,8	0,68	1,0
2001	$0^+$	0,48	0,55	0,71
2084	$3^-$	1,7	0,89	1,2
2242	$2^+$	0,7-0,9	0,66	0,94
2284	$4^+$	0,53	0,24	0,36

Таблица 2

Теоретические и экспериментальные заселенности уровней  $^{110}\text{Cd}$   
в  $(n, n')$ -реакции на быстрых нейтронах реактора

$E_{\text{ур.}}, \text{кэВ}$	$\gamma^{\pi}$	$P_s^{\text{эксп.}}$ , стн. ед.	$P_s^{\chi-\varphi}$ , стн. ед.	$P_s^M$ , стн. ед.
658	$2^+$	74	62	64
1473	$0^+$	4,5	3,7	4,4
1476	$2^+$	13,0	10,5	13,6
1542	$4^+$	8,8	4,7	6,6
1731	$0^+$	1,6	2,0	2,5
1783	$2^+$	7,32	7,32	7,32
2078	$3^-$	3,7	2,7	3,8
2163	$3^+$	2,9	2,0	3,0
2220	$4^+$	2,0	1,22	1,8
2287	$2^+$	2,0	1,8	2,5
2331	$0^+$	0,24	0,52	0,72
2355	$2^+$	1,2	1,52	2,2

Таблица 3

Теоретические и экспериментальные заселенности в ураний-<sup>148</sup>*Sm*  
в (*n,n'*) -реакции на быстрых нейтронах реактора

E <sub>ур.</sub> , кэВ	J <sup>π</sup>	P <sub>S</sub> <sup>эксп</sup> , отн. ед.	P <sub>S</sub> <sup>X-Φ</sup> , отн. ед.	P <sub>S</sub> <sup>M</sup> , отн. ед.
550	2 <sup>+</sup>	51,7	51,7	51,7
1161	3 <sup>-</sup>	8,3	6,3	8,6
1180	4 <sup>+</sup>	5,3	3,8	5,5
1424	0 <sup>+</sup>	1,4	1,9	2,3
1454	2 <sup>+</sup>	6,2	5,1	6,9
1465	1 <sup>-</sup>	4,4	3,5	4,6
1594	5 <sup>-</sup>	3,5	0,63	0,98
1664	2 <sup>+</sup>	3,2	2,9	4,1
1733	4 <sup>+</sup>	1,7	1,21	1,9
1895	3 <sup>+</sup>	~1,4	1,45	2,2

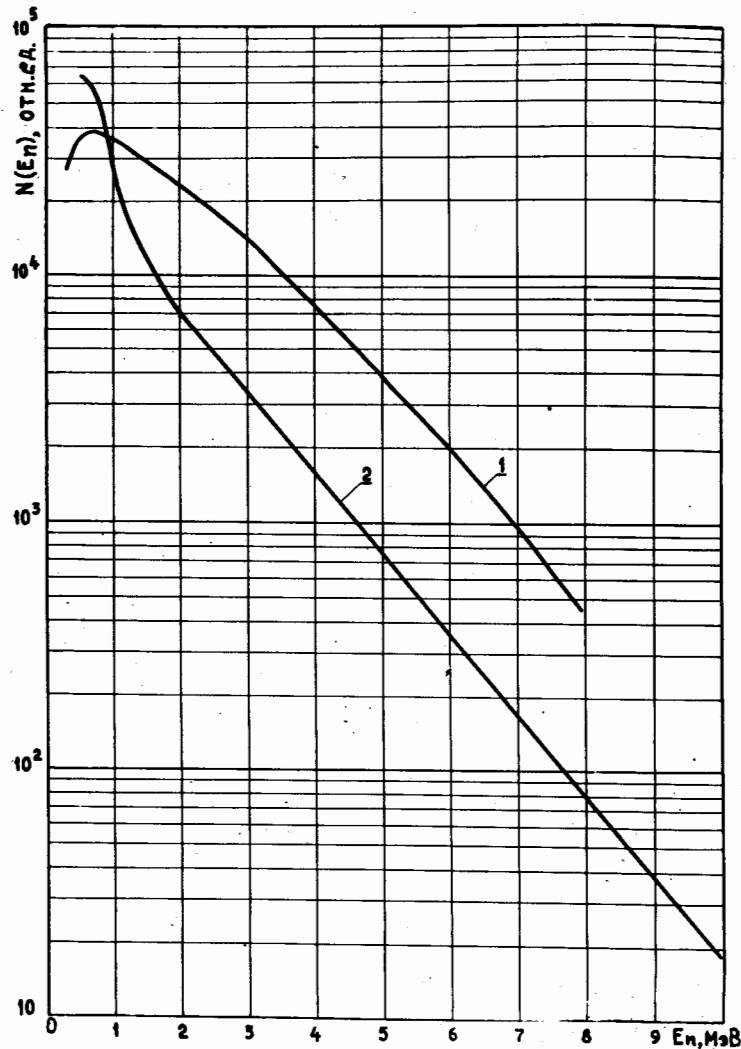


Рис. I. Спектр нейтронов деления (1) и спектр нейтронов водо-водяного реактора (2) после фильтрации через 10 см Pb

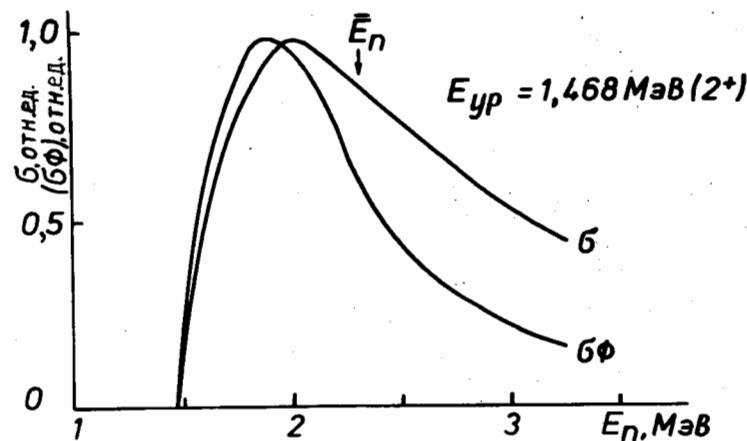


Рис.2. Теоретическая зависимость  $\sigma(E_n)$  для уровня  $1,468 \text{ МэВ } 2^+$  в  $^{112}\text{Cd}$  и зависимость  $\sigma(E_n) \cdot \Phi(E_n)$  для быстрых нейтронов реакторного спектра

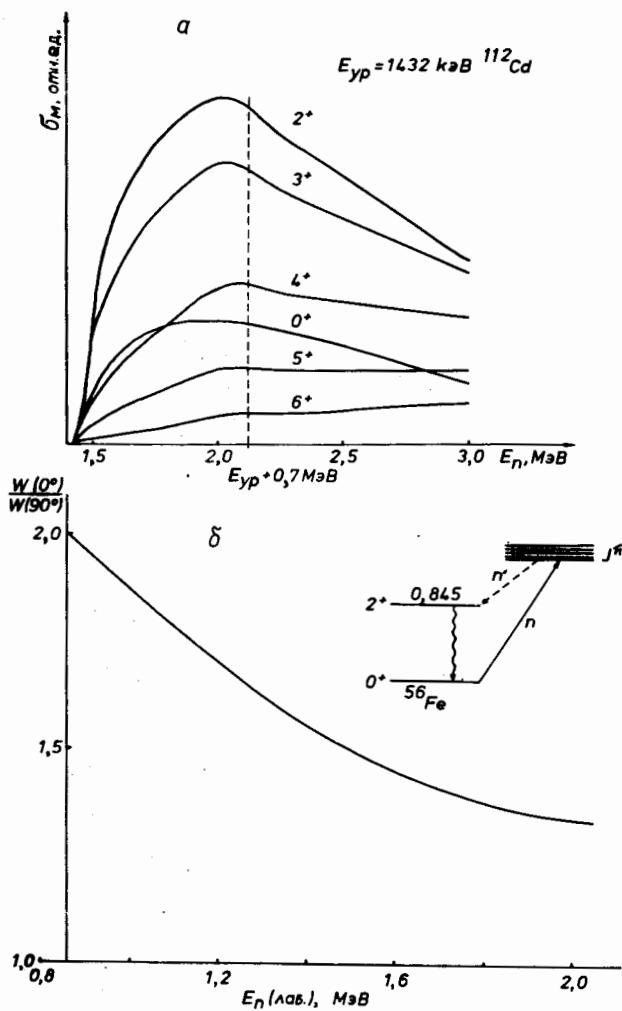


Рис. 3. Зависимость сечения возбуждения уровня 1432 кэВ в  $^{112}\text{Cd}$  от энергии нейтронов при различных  $J^\pi$  (а) и асимметрия в угловых распределениях Г-лучей из  $(\text{n}, \text{n}'\gamma)$ -реакции для перехода  $2^+ \rightarrow 0^+$  в  $^{56}\text{Fe}$  в зависимости от энергии нейтронов (б)

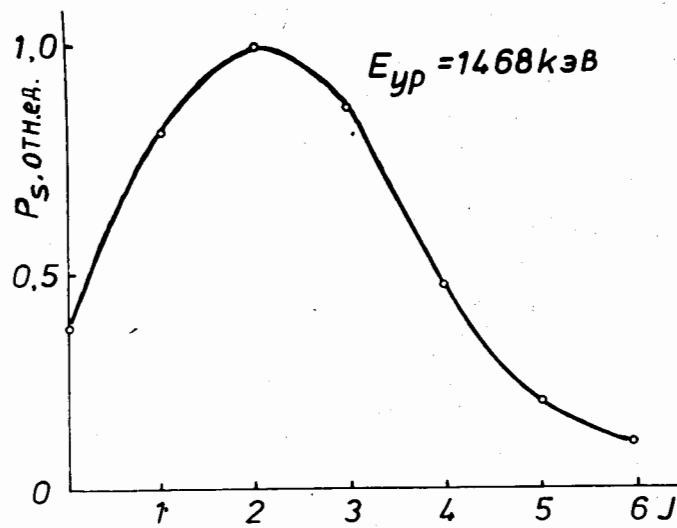


Рис.4. Зависимость от  $J^{\pi}$  заселенности уровня 1468 кэВ в  $^{112}\text{Cd}$

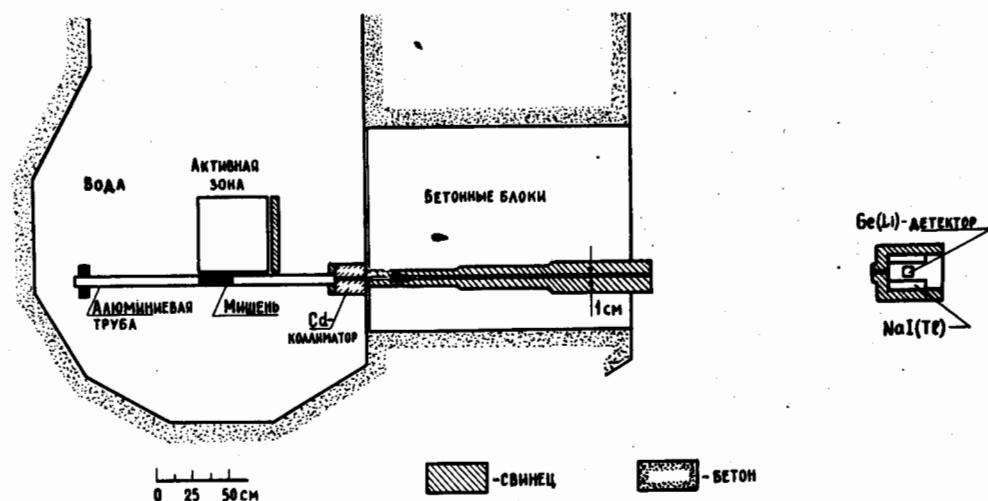


Рис.5. Схема установки для измерения спектров  $\gamma$ -лучей из ( $n, n'$ ) -реакции на быстрых нейтронах реактора (внутренняя геометрия)

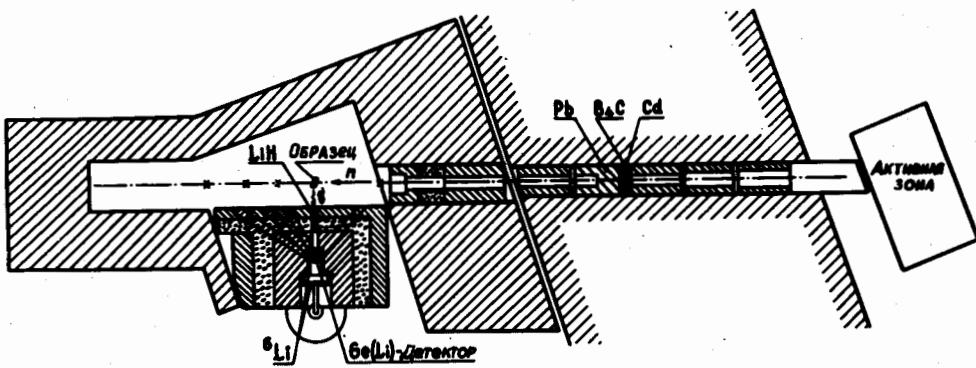


Рис.6. Схема установки для измерения угловых распределений  $\gamma$ -лучей из  $(n, n'\gamma)$ -реакции на быстрых нейтронах реактора

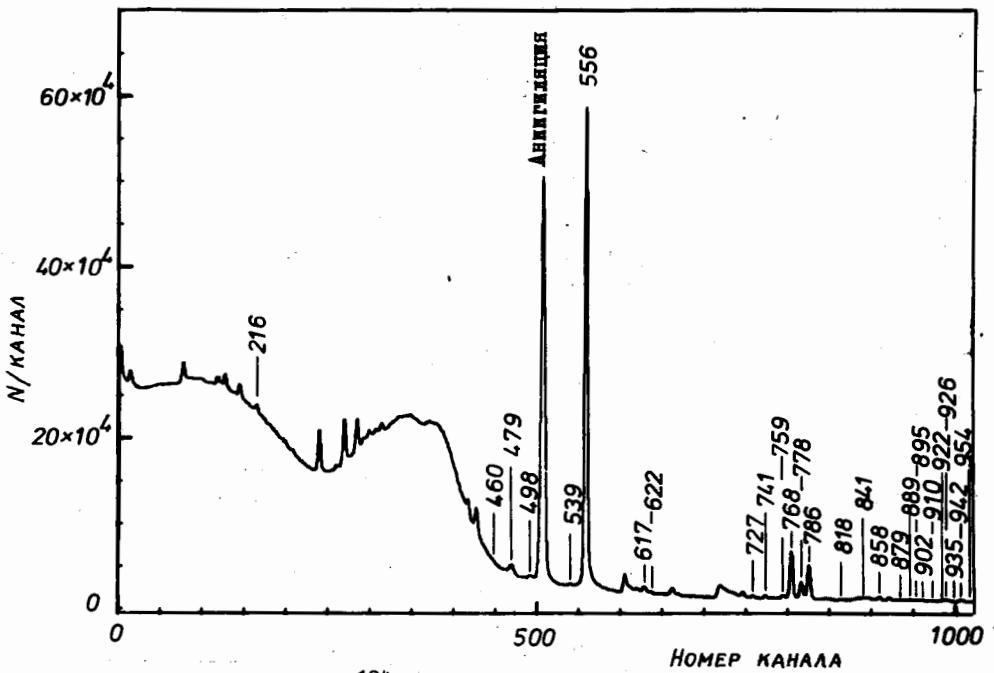


Рис.7. Спектр  $T$ -лучей  $^{104}\text{Pd}$  из  $(n, T)$ -реакции на быстрых нейтронах реактора в диапазонах: а - 100-950 кэВ; б - 950-1850 кэВ; в - 1850-2700 кэВ

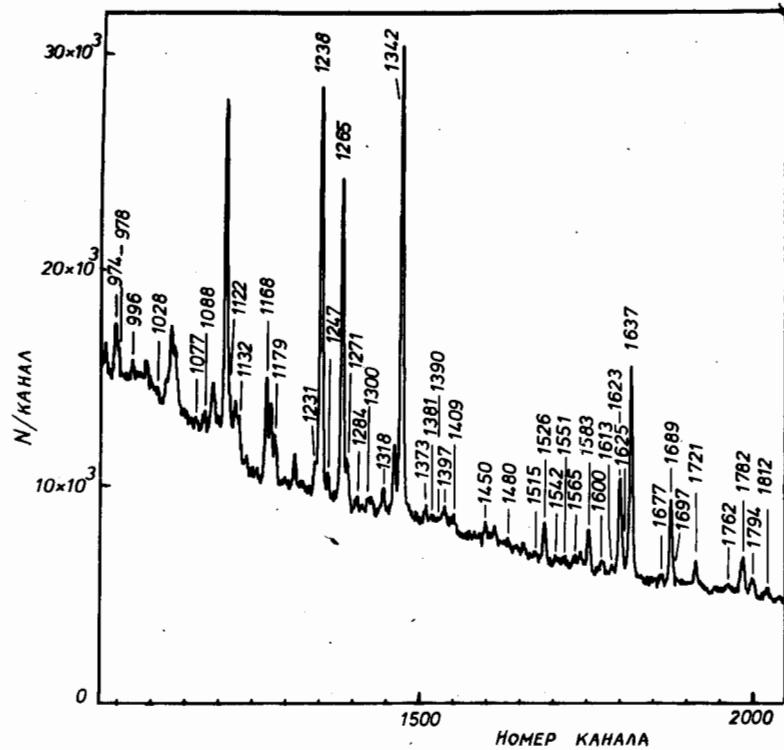


Рис.7. Продолжение

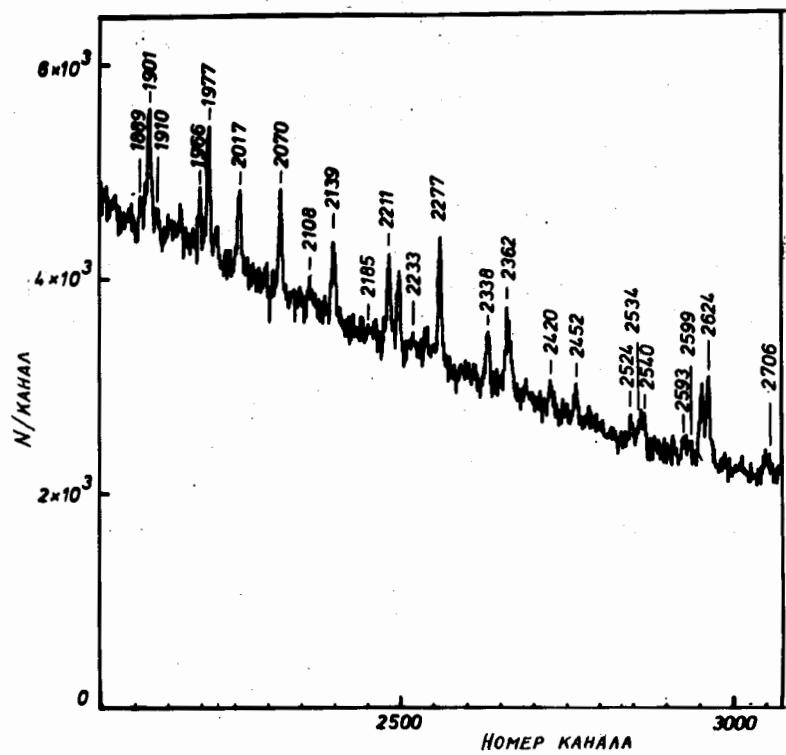


Рис.7      Окончание

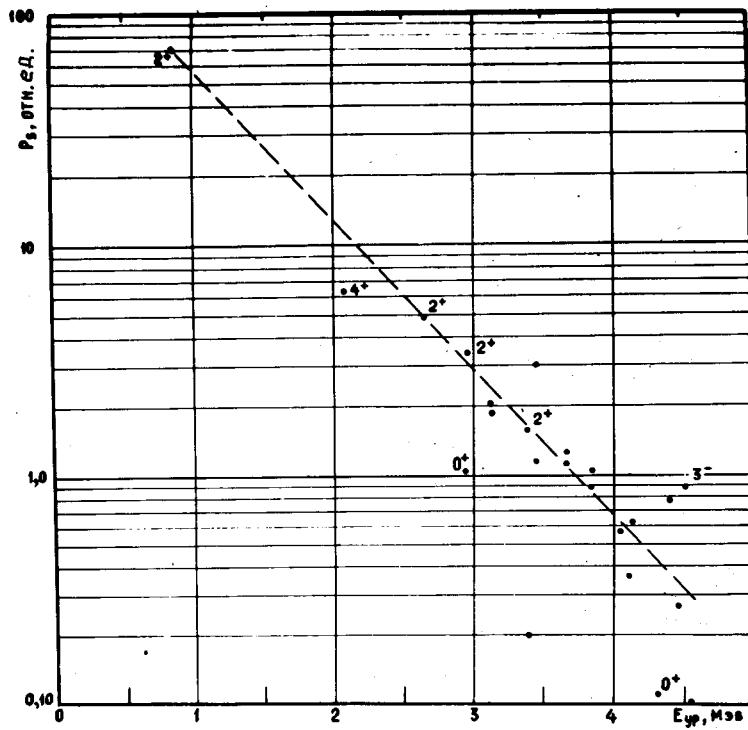


Рис.8. Зависимость \$P\_B\$ от \$E\_{up}\$ для \$^{56}\text{Fe}\$

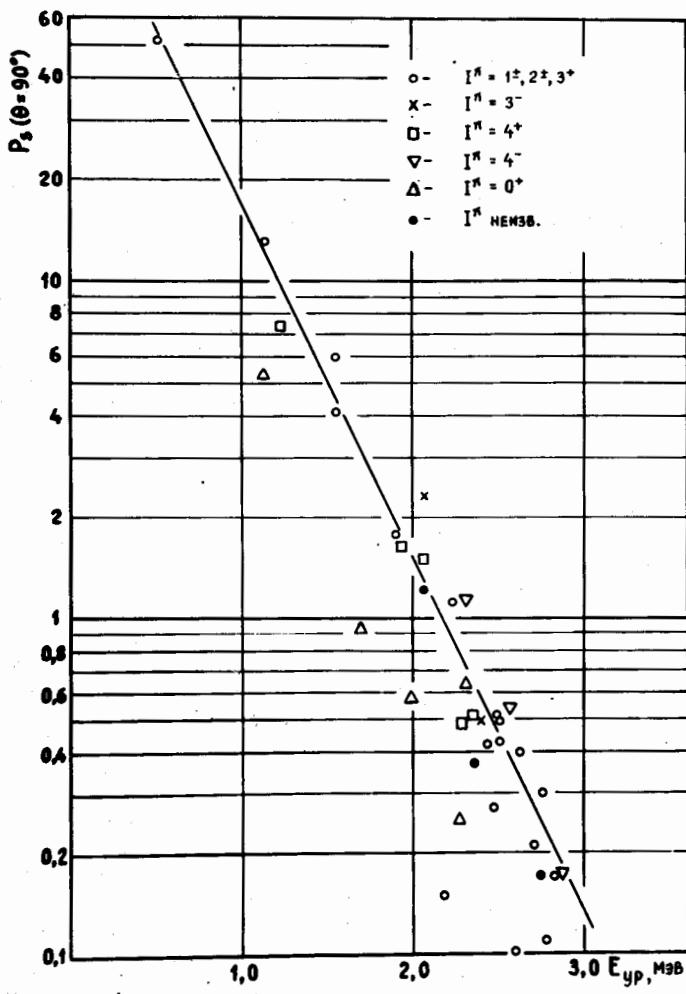


Рис.9. Зависимость  $P_B$  от  $E_{yp}$  для  $^{106}\text{Pd}$

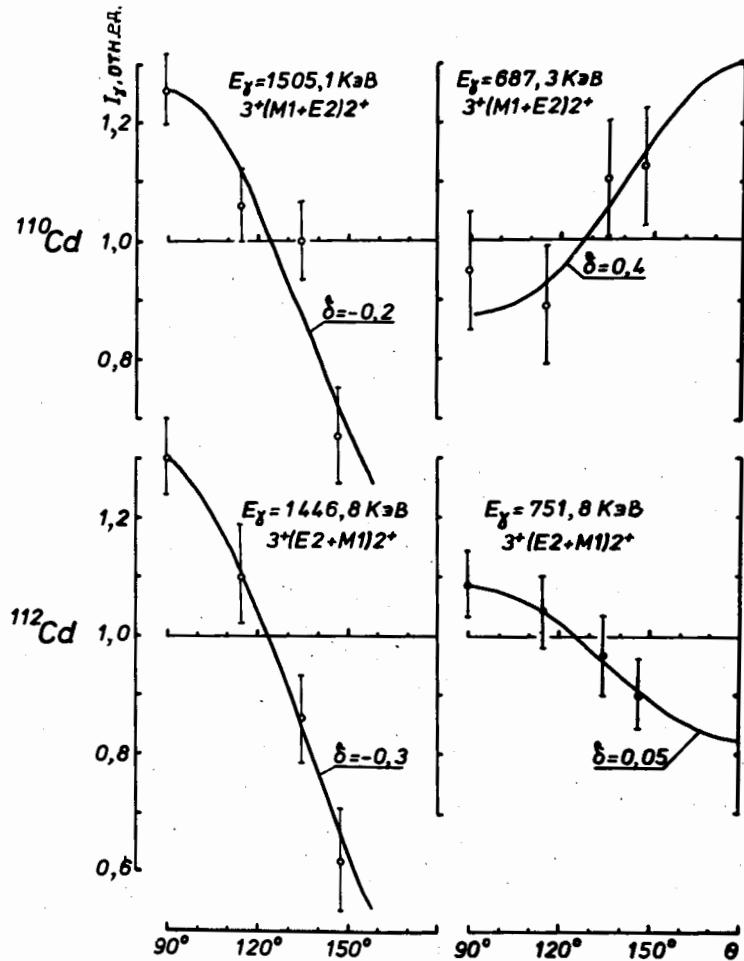


Рис.10. Угловые распределения  $\gamma$ -квантов для переходов  $3^+_1 \rightarrow 2^+_1$  и  $3^+_1 \rightarrow 2^+_2$  в изотопах  $^{110},^{112}\text{Pd}$

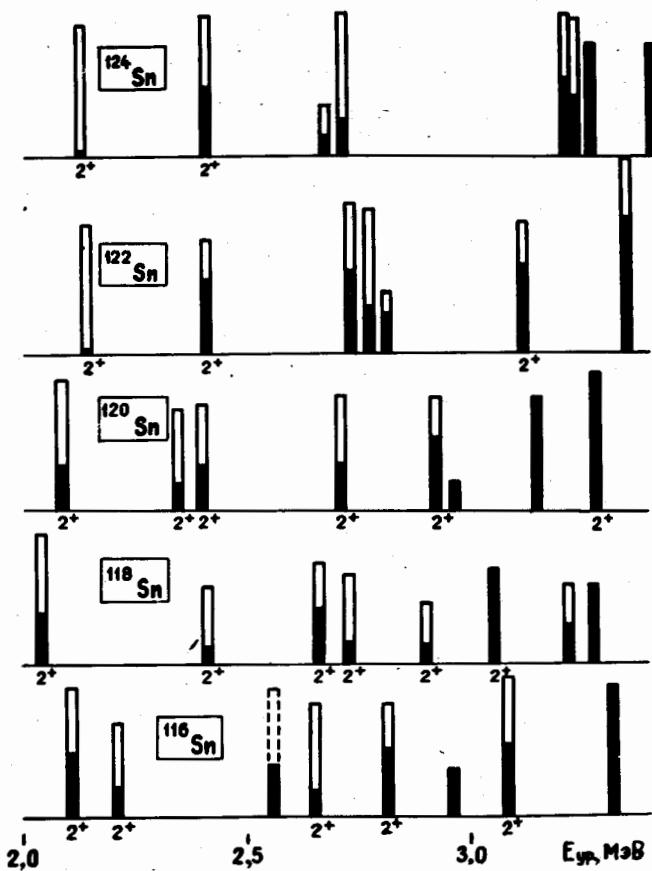


Рис.II. Высвечивание  $2^+(1^+)$  уровней в  
 $^{116-124}\text{Sn}$

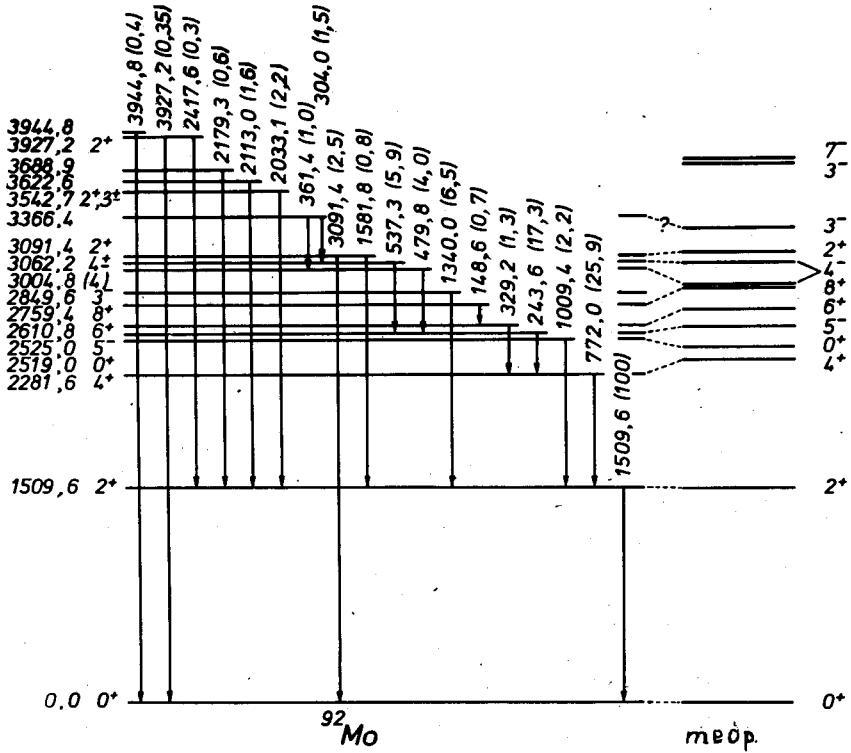


Рис.12. Схема уровней  $^{92}\text{Mo}$ , возбуждаемых при неупругом рассеянии быстрых нейтронов на ядре.

## Л и т е р а т у р а

1. E.Sheldon and D.M.Van Patter, Rev. Modern Phys., 38, 143 (1966).
2. D.J.Donahue. Phys. Rev., 124, 224 (1961).
3. D.J.Donahue. Phys. Rev., 128, 1231 (1962).
4. D.J.Donahue and R.D.Roberts. Nucl. Phys., 50, 641 (1964).
5. L.Nichol, A.Lopez, A.Robertson, W.V.Prestwich and T.J.Kennett, Nucl. Instr. and Meth., 81, 263 (1970).
6. L.Nichol and T.J.Kennett. Can. J. Phys., 49, 1461 (1971).
7. L.Nichol and T.J.Kennett. Can. J. Phys., 50, 553 (1972).
8. M.R.Ahmed, Kh.I.Shakarchi, S. Al-Najjar, M.A. Al-Amili, L.I.Govor and A.M.Demidov. Nucl. Instr. and Meth., 117, 533 (1974).
9. А.М.Демидов, Л.И.Говор, О.К.Журавлев, М.М.Комков и И.Б.Шукалов. Программа и тезисы докладов XXI Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ленинград. Изд-во "Наука", Ленинград, 1975, стр. 344.
10. М.Р.Ахмед, Х.И.Шакарчи, С.Аль-Наджар, М.А.аль-Амили, Л.И.Говор и А.М.Демидов. Программа и тезисы докладов XXII Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Харьков. Изд-во "Наука", Ленинград, 1974, стр. 47.
11. Л.И.Говор, А.М.Демидов, М.Р.Ахмед, Х.И.Шакарчи, С.Аль-Наджар, М.А.аль-Амили, Н.аль-Асафи. Программа и тезисы докладов XXII Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Харьков. Изд-во "Наука", Ленинград, 1974, стр.65.
12. М.Р.Ахмед, С.Аль-Наджар, М.А.аль-Амили, Н.Фатухи, Я.С.аль-Шираида, Л.И.Говор и А.М.Демидов. Программа и тезисы докладов XXIV Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Харьков. Изд-во "Наука", Ленинград, 1974, стр. 78.
13. M.R.Ahmed, S.Al-Najjar, M.A.Al-Amili, N.Rammo, Y.S.Al-Shiraida, A.M.Demidov, L.I.Govor and Y.K.Cherepanov. Preprint 864, I.V.Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow, 1974.
14. M.R.Ahmed, N.Rammo and A.M.Demidov. Second International Symposium on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, Petten, the Netherlands. Preprints RCN (1974), p.121.
15. L.I.Govor, A.M.Demidov, M.R.Ahmed, Kh.I.Shakarchi, S.Al-Najjar, M.A.Al-Amili and N.Al-Assafi. Second International Symposium on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, Petten, the Netherlands. Preprints RCN (1974), p.127.
16. A.M.Demidov., M.R.Ahmed, S.Al-Najjar, M.A.Al-Amili and N.Al-Assafi. Nucl. Phys., A237, 125 (1975).

17. А.М.Демидов. Программа и тезисы докладов XXIV Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Харьков. Изд-во "Наука", Ленинград, 1974, стр. 46.
18. Л.И.Говор, А.М.Демидов, Ю.К.Черепанцев, М.Р.Ахмед, С.Аль-Наджар, М.А.аль-Амили, Я.аль-Шираида, Н.аль-Асафи и Н.Раммо. Программа и тезисы докладов XXIV Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ленинград. Изд-во "Наука", Ленинград, 1975, стр. 54.
19. Л.И.Говор, А.М.Демидов, М.Р.Ахмед, Х.И.Шакарчи, С.Аль-Наджар, М.А.аль-Амили и Н.аль-Асафи. Программа и тезисы докладов XXV Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ленинград. Изд-во "Наука", Ленинград, 1975, стр. 76.
20. В.Д.Авчуков, К.А.Баскова, А.В.Вовк, Е.П.Григорьев, А.М.Демидов, М.М.Комков, И.Б.Шукалов. Программа и тезисы докладов XXV Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ленинград. Изд-во "Наука", Ленинград, 1975, стр. 347.
21. В.Д.Авчуков, К.А.Баскова, С.С.Басильев, Е.П.Григорьев, А.М.Демидов, М.М.Комков, И.Б.Шукалов, Т.В.Чугай. Программа и тезисы докладов XXV Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ленинград. Изд-во "Наука", Ленинград, 1975, стр. 121.
22. А.М.Демидов, Л.И.Говор, Ю.К.Черепанцев, М.Р.Ахмед, С.Аль-Наджар, М.А.аль-Амили. Программа и тезисы докладов XXV Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ленинград. Изд-во "Наука", Ленинград, 1975, стр. 157.
23. А.М.Демидов, Л.И.Говор, Ю.К.Черепанцев, М.Р.Ахмед, С.Аль-Наджар, М.А.аль-Амили. Программа и тезисы докладов XXV Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ленинград. Изд-во "Наука", Ленинград, 1975, стр. 159.
24. W.Hauser and H.Feshbach. Phys. Rev., 87, 366 (1952).
25. P.Moldauer. Phys. Rev., 123, 968 (1961).
26. C.M.Perey and F.G.Perey. Nuclear Data Tables, 10, 539 (1972).
27. D.Lister, A.B.Smith and Charles Dunford. Phys. Rev., 162, 1077 (1967).
28. J.Vervier. Nucl. Phys., 75, 17 (1966).

ЗАСЕЛЕНИЕ УРОВней  $^{92}\text{Mo}$  ПРИ НЕУПРУТОМ РАССЕЯНИИ

БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ РЕАКТОРА

А.И.Демидов, Л.И.Говор, О.К.Куравлев, М.М.Комков,  
В.А.Старостин, И.Б.Щуцалов

(Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова)

Аннотация.

Изучен энергетический спектр и интенсивность гамма-переходов, возникающих в ядре  $^{92}\text{Mo}$  при неупругом рассеянии пучка быстрых нейтронов реактора ИРТ-М ИАЭ. Для наиболее интенсивных переходов измерены угловые распределения гамма-квантов. Из анализа наблюдаемых переходов получена схема низколежащих уровней ядра  $^{92}\text{Mo}$  и рассмотрено ее соответствие результатам теоретических расчетов.

Abstract

The energy spectrum and intensity of gamma-ray transitions appearing in the nucleus  $^{92}\text{Mo}$  at the inelastic scattering of a fast neutron beam of the reactor IRT-M of IAE have been studied. Angular distributions of gamma-quanta have been measured for the most intensive transitions. From the analysis of observed transitions the scheme of low-lying levels for the nucleus  $^{92}\text{Mo}$  has been obtained and its correspondence with the results of theoretical calculations has been considered.

### Введение

Экспериментальное изучение схемы уровней и  $\gamma$ -переходов  $^{92}\text{Mo}$  представляет определенный интерес, так как это ядро магнитное по нейtronам и система его низких возбужденных состояний может быть рассчитана в рамках оболочечной модели. Такие расчеты в предположении, что возбужденные состояния  $^{92}\text{Mo}$  определяются взаимодействием четырех протонов, находящихся на орбитах  $2p_{\frac{1}{2}}$  и  $1g_{\frac{3}{2}}$ , были выполнены в нескольких работах /1,2/. Было показано, что низкие уровни положительной четности вызваны смесью  $P_{\frac{1}{2}}^2 D_{\frac{3}{2}}^2$ - и  $D_{\frac{5}{2}}^4$ -конфигураций, а уровни отрицательной четности определяются конфигурацией  $P_{\frac{1}{2}}^1 D_{\frac{3}{2}}^3$ . Имеющиеся до настоящего времени экспериментальные данные прямо подтверждают важность протонных конфигураций, включающих  $2p_{\frac{1}{2}}$ - и  $1g_{\frac{3}{2}}$ -орбиты. Однако вопрос о полноте соответствия этих данных теоретическим остается открытым, так как нет доказательства, что в экспериментах найдены все уровни  $^{92}\text{Mo}$ , лежащие ниже  $\sim 3,5$  MeV, и неизвестны характеристики ряда уровней и схемы их распада.

### Эксперимент

Спектр  $\gamma$ -лучей измерялся под углами  $90^\circ$ ,  $115^\circ$ ,  $135^\circ$  и  $147^\circ$  относительно пучка быстрых нейтронов реактора ИРТ-М ИАЭ им. И.В. Курчатова при их неупругом рассеянии. Схема эксперимента ранее описывалась в работе /3/. Вес образца из  $\text{MoO}_3$  15,2 г (обогащение по  $^{92}\text{Mo}$  до 95,2%), время измерения спектра под каждым углом — 20 часов. В табл. I приведены энергии и интенсивности выделенных из спектра  $\gamma$ -линий. В послед-

нем столбце указано место  $\gamma$ -линий в схеме  $\gamma$ -переходов  $^{92}\text{Mo}$ . На рис. I даны угловые распределения для наиболее интенсивных и хорошо выделяемых из спектра  $\gamma$ -переходов этого ядра в реакции ( $n, \gamma$ ) на быстрых нейтронах реактора. Для нормировки угловых распределений было принято сопадение распределения для E2-перехода с энергией 3091,4 кэВ с теоретическим. Теоретические угловые распределения получены с использованием таблиц из обзора [4] без учета заселения уровней каскадными переходами.

#### Обсуждение схемы $\gamma$ -переходов $^{92}\text{Mo}$

Система низких уровней и  $\gamma$ -переходов между ними в  $^{92}\text{Mo}$  исследовалась в реакциях ( $p, p'$ ), ( $p, p'\gamma$ ), ( $d, d'$ ), ( $d, d'\gamma$ ), ( $d, t$ ) и ( $d, 2n\gamma$ ), а также при  $\beta$ -распаде  $^{92}\text{Tc}$ . Результаты этих работ собраны в обзоре [5]. Дополнительные данные об уровнях  $^{92}\text{Mo}$  были взяты из работ [6, 7]. Используя известные уровни этого ядра, мы разместили почти все наблюдаемые в ( $n, n'\gamma$ )-реакции  $\gamma$ -переходы (за исключением 4022,1 кэВ). Полученная схема уровней и  $\gamma$ -переходов представлена на рис. 2. Там же приведена теоретически рассчитанная система уровней, взятая из работы [2].

В табл. 2 дано сравнение экспериментальных относительных заселеностей  $P_S$  уровней  $^{92}\text{Mo}$  в ( $n, n'$ )-реакции (за вычетом каскадного заселения) с теоретически рассчитанными по статистической модели с использованием формализма Хаузера-Фешбаха и Мольдауера. При нахождении экспериментальных заселеностей  $P_S$  были учтены полученные нами угловые распределения для наиболее интенсивных  $\gamma$ -переходов. Согласие в пределах экспериментальных ошибок удовлетворительное. Различие наблюдается только для уровней с  $J > 5$ . Аналогичное превышение экспериментальных значений  $P_S$  над теоретическими для таких уровней наблюдалось нами и ранее в других ядрах [3].

Таблица I

Энергии и интенсивности  $\gamma$ -линий  $^{92}\text{Mo}$ 

$E\gamma$ , кэВ	$I\gamma$ , отн. $\theta = 90^\circ$	Место в схеме
148,6 ± 0,8	0,7 ± 0,2	2759,4 - 2610,8
243,6 ± 0,3	17,3 ± 1,0	2525,0 - 2281,6
304,0 ± 0,5	1,5 ± 0,2	3366,4 - 3062,2
329,2 ± 0,7	1,3 ± 0,2	2610,8 - 2281,6
361,4 ± 0,8	1,0 ± 0,2	3366,4 - 3004,8
479,8 ± 0,2	4,0 ± 0,6	3004,8 - 2525,0
537,3 ± 0,2	5,9 ± 0,5	3062,2 - 2525,0
772,0 ± 0,2	25,9 ± 1,5	2281,6 - 1509,6
941,7 ± 0,8	0,55 ± 0,10	(3944,8 - 3004,8)
946,3 ± 0,8	0,6 ± 0,2	4008,5 - 3062,2
1009,4 ± 0,4	2,2 ± 0,4	2519,0 - 1509,6
1340,0 ± 0,2	6,5 ± 0,5	2849,6 - 1509,6
1509,0 ± 0,1	100	1509,6 - 0,0
1581,8 ± 0,7	0,80 ± 0,15	3091,4 - 1509,6
2033,0 ± 0,4	2,2 ± 0,3	3642,7 - 1509,6
2113,0 ± 0,3	1,6 ± 0,3	3622,6 - 1509,6
2179,3 ± 0,8	0,6 ± 0,2	3688,9 - 1509,6
2417,6 ± 1,5	0,3 ± 0,1	3927,2 - 1509,6
3091,4 ± 0,5	2,50 ± 0,15	3091,4 - 0,0
3927,2 ± 1,0	0,35 ± 0,15	3927,2 - 0,0
3944,8 ± 1,0	0,40 ± 0,15	3944,8 - 0,0
4022,1 ± 0,7	0,75 ± 0,25	

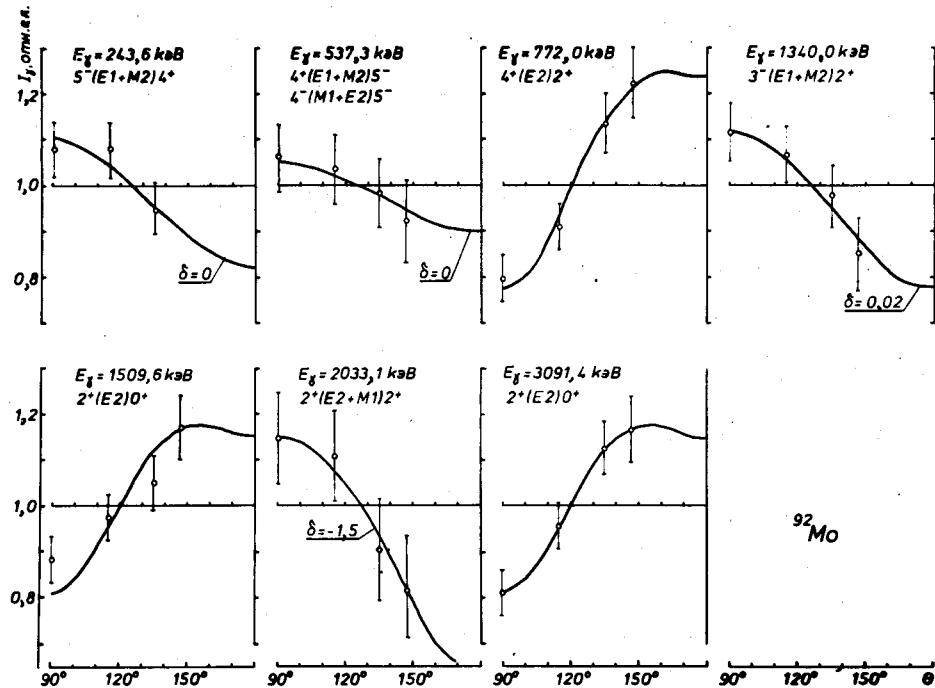


Рис. I. Угловые распределения  $\gamma$ -квантов из реакции  $^{92}\text{Mo}(n, n\gamma)$ .

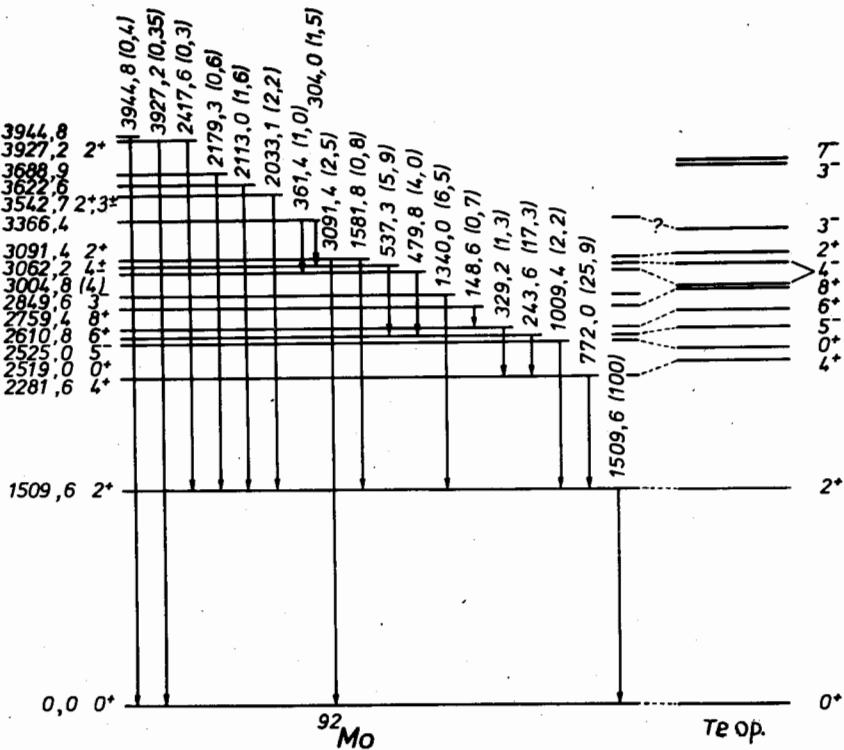


Рис. 2. Схема уровней  $^{92}\text{Mo}$ , возбуждаемых в  $(n, n'\gamma)$ -реакции (расчетанная в работе [2] по оболочечной модели)

Исследование реакции  $^{92}\text{Mo}(n,n'\gamma)$  на быстрых нейтронах реактора интересно тем, что заселенность уровней в этой реакции зависит не от их природы, а только от их энергии и  $J^\pi$ . Исходя из ожидаемых заселяемостей уровней и отсутствия в табл. I неразмещенных  $\gamma$ -линий с  $E_\gamma < 3,5$  мэВ, можно утверждать, что других уровней с  $1 \leq J \leq 5$  при энергиях ниже 3,5 мэВ и с  $J = 0$  при энергиях ниже 3,0 мэВ, кроме приведенных на рис. 2, в  $^{92}\text{Mo}$  не существует.

Сделаем несколько замечаний относительно конкретных уровней и переходов.

1. В обзоре [5]  $\gamma$ -переход 480 кэВ размещён между уровнями 3572 и 3092 кэВ. Это предположение противоречит балансу интенсивностей  $\gamma$ -переходов для уровня 3091,4 кэВ в нашем эксперименте. Мы разместили переход 479,8 кэВ между уровнями 3004,8 и 2525,0 кэВ. Заселенность уровня 3004,8 кэВ лучше всего согласуется с угловым моментом  $J = 4$ , и интенсивный переход на уровень 2525,0 кэВ частично объясняет высокую заселенность последнего. Других переходов с уровня 3004,8 кэВ мы не наблюдаем.

2. Угловое распределение и величина заселенности для уровня 3062,2 кэВ хорошо согласуется со значением  $J = 4$  для этого уровня. Характеристики  $3^-$  для этого состояния исключаются угловым распределением. Возможно, что уровни 3004,8 и 3062,2 кэВ соответствуют двум теоретически ожидаемым в этой области состояниям  $4^-$ .

3. Несомненный интерес представляют характеристики уровня 3366,4 кэВ. Его заселенность и схема распада дают возможность предполагать для него угловой момент  $J = 2^-, 3$  или  $4$ .

4. Для уровня 3542,7 кэВ в работе [6] найдены характеристики  $J = 2^+$ , а в более ранних работах  $J = (3) / 5 /$ . Угловое распределение для перехода 2033,1 кэВ согласуется как с последовательностью  $2^- \rightarrow 2^+$  при  $\delta = -1,5^{+0,5}_{-0,9}$ , так и  $3^- \rightarrow 2^+$  с последовательностью  $3^+ \rightarrow 2^+$  при  $\delta = 0$ .

5. Ранее при исследовании чётно-чётных изотопов кадмия и олова мы уже обращали внимание на существование очень интенсивных переходов между уровнями с энергией 3,5 - 2,5 МэВ и запрет на переходы с этих уровней в нижележащие состояния. Аналогичное явление наблюдается и в  $^{92}\text{Mo}$  при распаде уровней 3004,8, 3062,2 и 3366,4 кэВ. Мы объясняем это большими вероятностями для МI - переходов с изменением ориентации угловых моментов для двух протонов, находящихся в случае  $^{92}\text{Mo}$  на оболочках  $1\text{g}_{9/2}$  и  $2\text{P}_{1/2}$ .

Сравнение экспериментально найденной и теоретически рассчитанной систем уровней  $^{92}\text{Mo}$

На рис.2 показано сравнение экспериментально установленной и теоретически рассчитанной систем уровней  $^{92}\text{Mo}$  (теоретическая система взята из работы /2/). Расчёт проводился в предположении, что  $^{92}\text{Mo}$  имеет остевое ядро  $^{88}\text{Sr}$  и четыре валентных протона на орбитах  $2\text{P}_{1/2}$  и  $1\text{g}_{9/2}$ . При энергиях ниже 3,5 МэВ все уровни, за исключением уровня 2849,6 кэВ с  $J = 3^-$ , объясняются выбранной моделью. Сравнительно хорошее согласие наблюдается и для энергий большинства состояний. Характеристики уровней 3004,8, 3062,2 и 3364,4 кэВ не противоречат их теоретической интерпретации, однако для окончательного подтверждения принятой теоретической модели необходимо установить их однозначно.

Уровень 2849,6 кэВ, по-видимому, принадлежит октупольным колебаниям ядра. Двухфононые квадруполь-октупольные колебания ожидаются в  $^{92}\text{Mo}$  при энергиях возбуждения  $\approx 4,4$  МэВ.

Таблица 2

Экспериментальные и теоретические заселенности уровней  $^{92}\text{Mo}$   
в реакции ( $n, n'$ )

$E_{\text{ур.}}, \text{keV}$	$J^{\pi}$	$P_S(\text{эксп.}), \text{отн. ед.}$	$P_S(\text{теор.}), \text{отн. ед.}$
1509,6	$2^+$	$73,0 \pm 4,0$	73,0
2281,6	$4^+$	$9,5 \pm 2,2$	11,9
2519,0	$0^+$	$2,2 \pm 0,4$	3,8
2525,0	$5^-$	$6,7 \pm 1,5$	2,5
2610,8	$6^+$	$0,9 \pm 0,5$	0,54
2759,4	$8^+$	$1,0 \pm 0,3$	0,27
2849,6	$3^-$	$5,9 \pm 0,5$	5,2
3004,8	$4^+$	$2,4 \pm 0,8$	2,7
3062,2	$4^+$	$3,6 \pm 0,5$	2,7
3091,4	$2^+$	$8,9 \pm 0,4$	4,1

## Л и т е р а т у р а

1. N.Aurbach and I. Talmi, Nucl. Phys., 64, 458 (1965).
2. J. Vervier, Nucl. Phys., 75, 17 (1966).
3. А.М. Демидов, Л.И. Говор, О.К. Журавлёв, М.М. Комков и И.Б. Щукалов, Программа и тезисы докладов XXI Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ленинград. Изд. "Наука", Ленинград, 1975, стр. 344.
4. E. Sheldon, D.M.Van Patter, Rev.Mod.Phys., 38, 143 (1966).
5. Nuclear Data Sheets, 2, 299 (1972).
6. J.S. Larsen, J.B. Ball, C.B. Fulmer, Phys.Rev., C7, 751 (1973).
7. W.H. Tait, V.R.W. Edwards, Nucl. Phys., A203, 193 (1973).
8. P.O. Lipas, Nucl. Phys., 82, 91 (1966).

# ИЗМЕРЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ КОМПАУНД-ЯДР $^{236}\text{U}$

## И $^{239}\text{U}$ ОТ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ

П.Е.Воротников, Э.Х.Кискин, В.О.Кордикевич, Д.В.Меликов,  
Н.А.Морозов, Д.Д.Отставнов, Л.Н.Соктина, А.Ф.Тулков,  
Н.Г.Чеченин

(Институт ядерной физики Московского государственного уни-  
верситета, Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова)

### Аннотация

Методом, основанным на эффекте теней, измерены времена жизни ядер  $^{236}\text{U}$  и  $^{239}\text{U}$ , в интервалах энергии возбуждения  $E^*$  6,7-11,2 МэВ и 6,4-9,1 МэВ, соответственно. Полученные значения сравниваются с результатами расчетов, использующих зависимость плотности уровней  $\rho(E^*)$  в модели ферми-газа и эмпирическую  $\rho(E^*)$ , вычисленную на основе анализа сечений  $(n,\gamma)$ -и  $(n,n')$ -реакций.

### Abstract

The method based on the shadow effect is applied to measure the lifetimes of the nuclei  $^{236}\text{U}$  and  $^{239}\text{U}$  in excitation energy intervals 6,7-11,2 MeV and 6,4-9,1 MeV, respectively. The obtained values are compared with the results of calculations using the level-density function  $\rho(E^*)$  in the Fermi-gas model and the empirical  $\rho(E^*)$ , obtained from the analysis of the cross sections  $(n,\gamma)$  and  $(n,n')$  reactions.

На I Всесоюзном совещании по нейтронной физике (Киев, 1971 г.) были высказаны соображения о существовании в тяжелых ядрах при энергии возбуждения  $E^* \sim 8$  МэВ фазового перехода, при котором происходит изменение зависимости плотности состояний  $\rho_{комп}(E^*)/U$ . Представляла интерес независимая и по возможности прямая проверка этого вывода, сделанного в результате анализа на основе статистической теории ядерных реакций сечений  $(n,\gamma)$ -процесса на таких ядрах. Так как выше  $E_{кр}^*$   $\rho_{комп}(E^*)$  должна быть расти заметно быстрее, чем до этой энергии, можно было ожидать существенного замедления скорости распада, т.е. увеличения времени жизни  $\tau$  компаунд-ядра по сравнению с расчетной или экстраполированной снизу величиной. Уникальную, по-видимому, возможность проверки этого явления представляет предложенный несколько лет назад метод измерения  $\tau$  с помощью эффекта теней, наблюдаемого в ядерных реакциях на монокристаллических мишнях [2]. Метод основан на том, что форма углового распределения заряженных продуктов ядерной реакции в окрестности кристаллографической оси или плоскости зависит от среднего смещения компаунд-ядра из узла решетки кристалла под действием импульса налетающей частицы, т.е. в конечном итоге от времени жизни компаунд-ядра.

Нами были предприняты такие измерения с использованием монокристаллов  $^{238}UO_2$  и  $^{235}UO_2$ . Результаты, полученные с  $^{238}U$ , частично опубликованы ранее [3], данные по  $^{235}U$  сообщаются здесь впервые.

Монокристаллы  $UO_2$  изготавливались электролитическим разложением уранилхлорида из его расплава в хлориде калия и свинца при контролируемой величине тока на единицу поверхности растущего фронта кристаллов. В качестве источников монознергетических нейtronов, бомбардирующих монокристаллы  $UO_2$  (1) (рис. 1), использовались реакции  $^7Li(p,n)$ ,  $^3H(p,n)$  и  $^2H(d,n)$ . Регистрация языков деления стеклянными детекторами (2) производилась в окрестности двух кристаллографических осей <111>, одна из которых составляла угол  $\sim 10^\circ$  с направлением пучка (3) налетающих заряженных частиц, а другая—угол  $\sim 80^\circ$ . На основе измеренного распределения плотности треков на стеклах-детекторах строились профили теней от названных осей, два из которых приведены на рис. 2. Видно, что тени от двух идентичных кристаллографических осей, отличающихся лишь величиной нормальной составляющей импульса компаунд-ядра, имеют различную форму и характеризуются разными значениями относительной интенсивности частиц в минимуме углового распределения  $X_{min}$ . Разность  $\Delta X = X_{min}(80^\circ) - X_{min}(10^\circ)$  представляет собой наблюдаемый эффект конечного времени жизни компаунд-ядра и может быть связана со средним временем жизни  $\tau$  [4].

Результаты измерений  $\Delta X$  и рассчитанные по ним  $\tau$  для ядер  $^{239}U$  и  $^{236}U$  приведены на рис. 3 и 4, соответственно. На рис. 3 треугольниками показаны также результаты работы [5]. На этих же рисунках сплошными линиями показаны зависимости  $\Delta X$  и  $\tau$  от  $E^*$ , рассчитанные по Хаузеру и Фембаху [6] с использова-

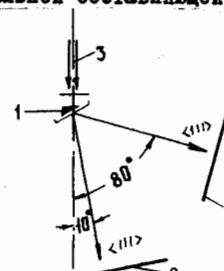


Рис.1

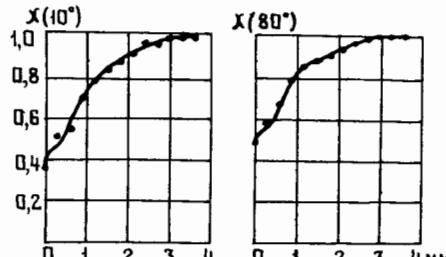


Рис.2

нием модельных ферми-газовых ( $2\Delta_0 = I, I$  МэВ,  $Q = 25, 7$ , жирная линия) и эмпирических (тонкая линия)  $\rho(E^*)$ . Эти  $\rho(E^*)$  воспроизведены на рис. 5. Как следует из работы [7], для четно-четных по  $Z$  и  $N$  ядер эмпирическая  $\rho(E^*)$  совпадает с ферми-газовой зависимостью, а для А-нечетных ядер существенно отличается от нее, но хорошо соответствует расчетам работы [8], результаты которой изображены на рис. 5 квадратами. При малых  $E^*$  кружками обозначены  $\rho(E^*)$ , оцененные по прямому подсчету числа уровней в  $\alpha$ -спектрах [8] и спект-

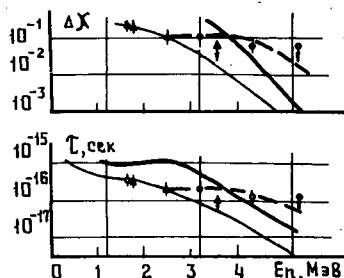


Рис.3

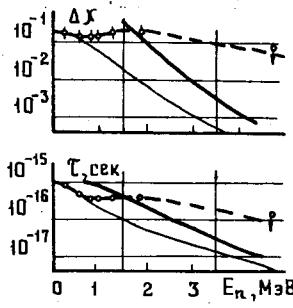


Рис.4

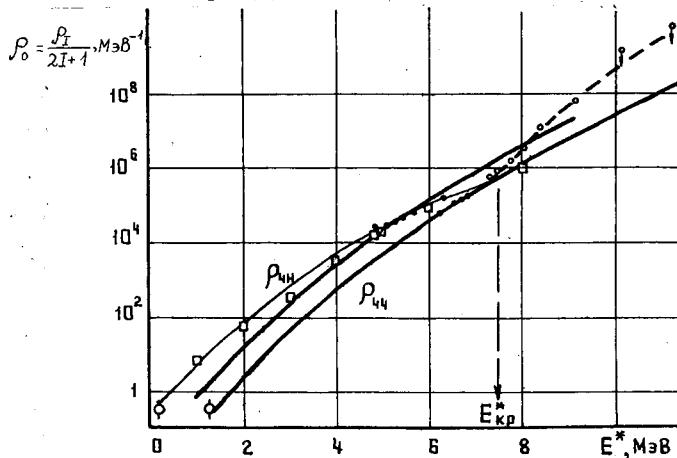


Рис.5

рах неупругого рассеяния нейтронов [9].

Как видно из приведенных рисунков, экспериментальные результаты согласуются с расчетом, используя эмпирические  $\rho_0(E^*)$  до  $E_{np} \approx 2,5$  МэВ для  $^{239}U$  и  $E_n \approx 0,5$  МэВ для  $^{236}U$ . При больших  $E_n$  измерение  $\Delta X$  и  $T_{комп}$  лежат значительно выше расчетных. В рамках статистической теории

$$T_{комп} \sim \rho_{комп} / \sum_i |M_i|^2 \rho_i \text{кон},$$

где  $M_i$  – парциальный матричный элемент для распада ядра; и такое поведение  $T_{комп}$  можно объяснить либо изменением матричного элемента, либо изменением зависимости  $\rho_{комп}(E^*)$  выше  $E^* \approx 7,5 + 0,2$  МэВ. Заметим, однако, что при этих  $E^*$  ядра  $^{239}U$  и  $^{236}U$  распадаются со сравнимыми вероятностями двумя путями – испусканием нейтронов и делением, – причем сохранившееся с точностью до нескольких процентов "плато" сечения деления показывает, что отношение вероятности  $G_f/G_n$  для конкурирующих процессов не меняется. Если считать их независимыми, то представляется маловероятным, чтобы матричные элементы для столь разных процессов изменились сильно и одинаково. Более вероятной причиной такого поведения  $T_{комп}(E^*)$  представляется соответствующее изменение  $\rho_{комп}(E^*)$ , общей для обеих ветвей распада.

Зависимость  $\rho_0(E^*)$ , позволяющая объяснить полученные результаты выше  $E^* \sim 7,5$  МэВ, показана на рис. 5 кривой линией. Изменение зависимости  $\rho_0$ , т.е. энтропии  $S = \ln \rho_0$ , от  $E^*$  можно трактовать как фазовый переход в ядре при  $E_{np}^* \approx 7,5$  МэВ. Интересно отметить, что выше этой энергии возбуждения зависимость  $\rho_0(E^*)$ , по-видимому, одинакова для ядер обоих типов четности по  $N$ , и относительный ход  $\rho_0(E^*)$  очень близок к  $\rho_0(E^*)$  для A-нечетных ядер при малых  $E^*$ .

Другое возможное объяснение может быть связано с возбуждением при  $E^* > 7,5$  МэВ некоторых новых состояний, сильно замедляющих распад ядра, например, состояний типа гигантского дипольного резонанса. В этом случае  $E_{np}^*$  является пороговой энергией для возбуждения таких состояний.

Выбор между этими объяснениями – дело дальнейших исследований.

## Л и т е р а т у р а

1. И.Е.Воротников. "Нейтронная физика" ч. 2, с. 56.  
"Наукова думка", Киев, 1972; Изв. АН СССР, сер. физ.,  
XXVI, 175, 1972.
2. А.Ф.Туликов. ДАН СССР, 162, 546, 1965.
3. И.Е.Воротников, В.В.Моликов, В.Д.Отставнов, А.Ф.Туликов,  
Н.Г.Чечкин. "Адерная физика", VII, вып.5, 901, 1973.
4. Yu.V. Molikov, Yu.D. Ostatnov, A.F. Tulinov, N.G.Chetchenin,  
Nucl.Phys., A180, 241, 1974.
5. J.U. Andersen, K.O. Nielsen, J. Skak-Nielsen, R. Hellberg,  
K.G. Prasad. Nucl.Phys., in press.
6. W. Hauser, H. Feshbach. Phys.Rev., 7, 366, 1952.
7. В.Г.Соловьев, И.А.Малев. Препринт ОИИ №-6346, 1972.
8. E.K. Hyde, I. Perlman, G.T. Seaborg. The nuclear properties  
of the heavy elements. Prentice-hall, New Jersey, 1964.
9. E. Bernard, A.T.G. Fergusson et al. Nucl.Phys., 80, 46, 1966.

ETUDE DE LA REACTION  $^{140}\text{Ce}(\text{d},\text{n})^{141}\text{Pr}$  A  $E_{\text{d}} = 12 \text{ MeV}$

A. ADAM - O. BERSILLON - S. JOLY

*Service de Physique Nucléaire  
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel  
B.P. n° 61, 92120 Montrouge, France*

RESUME -

La réaction  $^{140}\text{Ce}(\text{d},\text{n})^{141}\text{Pr}$  a été étudiée pour une énergie incidente de deutérons de 12 MeV. Les neutrons ont été détectés par la méthode du temps de vol. Les sections efficaces expérimentales sont analysées dans le cadre de la DWBA. Les moments angulaires orbitaux transférés et les facteurs spectroscopiques ont été mesurés puis comparés aux résultats obtenus par des études de la réaction  $(^3\text{He},\text{d})$  et par des calculs de modèle en couche.

ABSTRACT -

The  $^{140}\text{Ce}(\text{d},\text{n})^{141}\text{Pr}$  reaction has been studied at 12 MeV deuteron bombarding energy using the time-of-flight technique for neutron detection. The experimental cross sections were analysed in the framework of the DWBA theory to deduce  $l_p$  and spectroscopic factors. These experimental results are compared with data from  $(^3\text{He},\text{d})$  studies and from shell model calculations.

..../...

## 1 - INTRODUCTION .

Le modèle en couches permet de rendre compte de façon satisfaisante des propriétés des premiers niveaux ( $E_x < 3$  MeV) des isotones  $N = 82$  en considérant un cœur inertie de  $Z = 50$  protons et de  $N = 82$  neutrons, les particules actives, c'est à dire les neufs protons dans le cas du  $^{141}\text{Pr}$ , se distribuant sur les sous-couches  $1g7/2$ ,  $2d5/2$ ,  $2d3/2$  et  $3s1/2$  [1]. Les réactions  $(d,n)$  et  $(^3\text{He},d)$  sont bien appropriées pour préciser les caractéristiques de ces niveaux. Dans ce but la réaction  $^{140}\text{Ce}(d,n)^{141}\text{Pr}$  a été étudiée à  $E_d = 12$  MeV.

## 2 - METHODE EXPERIMENTALE .

L'expérience a été effectuée auprès de l'accélérateur Van de Graaff Tandem du Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel. Les neutrons produits par la réaction  $^{140}\text{Ce}(d,n)^{141}\text{Pr}$  sont détectés par la méthode du temps de vol.

Le faisceau pulsé de deutérons a les caractéristiques suivantes :

- largeur moyenne du paquet d'ions : 0,9 ns .
- fréquence de formation des paquets : 1,25 MHz .
- intensité moyenne du courant sur la cible : 0,6  $\mu\text{A}$  .

L'implantation du spectromètre de temps de vol dans le "hall neutrons" est décrite de façon détaillée par ailleurs [2]. Les six détecteurs du spectromètre sont constitués par des scintillateurs liquides NE 213 - 10,8 cm de diamètre et 2,54 cm d'épaisseur - associés à des photomultiplicateurs 58 DVP . Un système de discrimination entre les neutrons et les rayons gamma est associé à chaque détecteur .

Le seuil de détection des neutrons a été fixé à 2 MeV . L'efficacité absolue des détecteurs a été calculée par un programme de simulation utilisant une méthode de Monte-Carlo [3] . Quelques points de cette courbe ont été vérifiés en mesurant l'efficacité par la méthode de la particule associée .

L'épaisseur -  $2 \text{ mg/cm}^2$  - de la cible autosupportée de Ce naturel - 88,48% de  $^{140}\text{Ce}$  - a été mesurée par la méthode du quartz, ce dernier servant de substrat lors de la fabrication de la cible [4] .

.../...

### 3 - RESULTATS EXPERIMENTAUX .

Les distributions angulaires des neutrons de la réaction  $^{140}\text{Ce}(\text{d},\text{n})^{141}\text{Pr}$  ont été mesurées, à  $E_d = 12 \text{ MeV}$ , pour des angles de détection variant de  $10^\circ$  à  $60^\circ$  par pas de  $5^\circ$ .

La figure 1 montre un spectre de temps de vol des neutrons détectés à  $10^\circ$  avec une base de vol de  $18,4 \text{ m}$  de longueur ; la charge des deutérons incidents ayant traversé la cible est égale à  $20,65 \text{ mC}$ . Pour une énergie d'excitation inférieure à  $10 \text{ MeV}$  - partie du spectre présentée sur la figure 1 - six niveaux seulement sont excités.

Les points expérimentaux des distributions angulaires présentées sur la figure 2 sont affectés de barres d'erreurs qui tiennent compte uniquement des erreurs statistiques. Les erreurs systématiques provenant de l'épaisseur de la cible, de la charge collectée, de l'efficacité du détecteur et de la correction d'absorption dans l'air et les parois de la chambre à diffusion sont estimées à  $15\%$ .

### 4 - ANALYSE DWBA DES RESULTATS EXPERIMENTAUX .

Les distributions angulaires des neutrons sont analysées dans le cadre de la DWBA à l'aide du programme DWUCK [5].

#### 4.1.- Paramètres optiques .

Les potentiels optiques utilisés se composent d'un terme coulombien, d'un potentiel réel, d'un terme imaginaire tenant compte de l'absorption en surface et d'un terme spin-orbite :

$$U(r) = V_C(r) - V_0 f(x_0) + 4iW_D \frac{d}{dx_D} f(x_D) + \left( \frac{\hbar}{m_e c} \right)^2 V_{so} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(x_{so}) L. \sigma$$

$$\text{avec : } f(x_k) = \left[ 1 + \exp(x_k) \right]^{-1}, \quad x_k = (r - r_k A^{1/3})/a_k$$

.../...

Plusieurs jeux de paramètres optiques pour la voie deutéron ont été essayés [6-10]. La distribution angulaire relative à un moment angulaire transféré  $l_p = 0$  calculée à l'aide des paramètres de deutéron [8-10], correspondants respectivement aux énergies des deutérons de 11,8 MeV ( $r_0 = 1,16$  fm), de 12 MeV ( $r_0 = 1,15$  fm) et de 12,6 MeV ( $r_0 = 1,15$  fm), présente dans chacun des cas un deuxième maximum tronqué. Par contre l'ensemble de paramètres utilisé pour l'énergie des deutérons de 19 MeV ( $r_0 = 1,10$  fm) [7] ainsi que celui utilisé pour l'analyse de la réaction  $^{140}\text{Ce}(\text{He},\text{d})^{141}\text{Pr}$  ( $r_0 = 1,119$  fm) reproduisent bien cet extrémum. Cette troncature est due au rayon  $r_0$  trop grand dans les trois premiers cas : en effet ce maximum est restitué si les jeux de paramètres [8-10] sont utilisés avec un rayon  $r_0 = 1,10$  fm. L'ensemble cohérent de paramètres optiques choisi est celui de la référence [7].

Les valeurs des paramètres de la voie neutron sont celles précisées pour Wilmore et Hodgson [11].

Les corrections de non localité des potentiels optiques des voies d'entrée et de sortie et la correction de portée finie de l'interaction n-p ( $R = 0,62$  fm) ont été introduites dans les calculs DWBA. Les valeurs des paramètres optiques utilisées sont reportées dans le tableau ci-dessous :

Voie	$V_0$ (MeV)	$r_0$ (fm)	$a_0$ (fm)	$W_D$ (MeV)	$r_D$ (fm)	$a_D$ (fm)	$V_{so}$ (MeV)	$r_{so}$ (fm)	$a_{so}$ (fm)	$r_c$ (fm)	$\beta$
deutéron [7]	102,751,10	0,845	54,94	1,345	0,778	7	1,10	0,845	1,25	0,54	
neutron [11]	(a) 1,272	0,66	(b) 1,243	0,48	7	1,272	0,66			0,85	
capture	(c) 1,25	0,65					$\lambda=25$			1,25	

$$(a) V_0 = 47,01 - 0,267 E - 0,0018E^2$$

$$(b) W_D = 9,52 - 0,053E$$

(c)  $V_0$  calculé par le programme BWUCK

.../...

#### 4.2.- Facteurs spectroscopiques .

Pour une réaction de stripping d'un nucléon la section efficace différentielle se met sous la forme :

$$\left( \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right)_{\text{exp}} = 1,53 \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} C^2 S \frac{1}{2J_t + 1} \left( \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right)_{\text{DWBA}}$$

où  $J_i$ ,  $J_f$  et  $J_t$  représentent respectivement les spins du noyau cible, de l'état final et le moment angulaire total transférés.

Les sections efficaces expérimentales sont ajustées, par moindres carrés, aux sections efficaces théoriques en déterminant le paramètre  $K$  qui minimise la fonction :

$$\chi^2 = \sum_i \left[ \left( \frac{d\sigma(\theta_i)}{d\Omega} \right)_{\text{exp}} - K \left( \frac{d\sigma(\theta_i)}{d\Omega} \right)_{\text{DWBA}} \right]^2$$

où la sommation s'étend à tous les points expérimentaux de la distribution angulaire .

Le facteur spectroscopique  $S$  est alors défini par la relation :

$$S = K \frac{2J_t + 1}{1,53C^2} \cdot \frac{2J_i + 1}{2J_f + 1}$$

où  $C$  est le coefficient de couplage des spins isobariques .

Dans le cas du doublet (1,60 - 1,64 MeV) la section efficace expérimentale est ajustée par la relation :

$$\left( \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right)_{\text{exp}} = K_1 \left( \frac{d\sigma(\theta; 1,60)}{d\Omega} \right)_{\text{DWBA}} + K_2 \left( \frac{d\sigma(\theta; 1,64)}{d\Omega} \right)_{\text{DWBA}}$$

Les quatre premiers niveaux du  $^{141}\text{Pr}$  (0,00 ; 0,145 ; 1,11 et 1,30 MeV) sont peuplés au cours de la réaction ( $d,n$ ) par des transitions qui correspondent respectivement à des moments angulaires orbitaux  $(\ell_p = 2, 4, 5 \text{ et } 0)$ . Les contributions au doublet des niveaux à 1,60 MeV ( $\ell_p = 2$ ) et 1,64 MeV ( $\ell_p = 0$ ), obtenues à l'aide de la

relation ci-dessus, sont respectivement de 80% et de 20%. Ces résultats confirment les moments angulaires déduits de la réaction ( $^3\text{He},\text{d}$ ) [6,12,13].

Les facteurs spectroscopiques déduits du présent travail sont présentés dans le tableau ci-dessous et comparés à ceux obtenus par la réaction ( $^3\text{He},\text{d}$ ) [6,12,13] et par les calculs de modèle en couches effectués par B.H. Wildenthal [12].

$E_x$ (MeV)	$l_p$	nlj	(d,n)	S			
				( $^3\text{He},\text{d}$ ) [12]	( $^3\text{He},\text{d}$ ) [13]	( $^3\text{He},\text{d}$ ) [6]	Théorique [12]
0,00	2	2d5/2	0,47	0,52	0,64	0,48	0,55
0,145	4	1g7/2	0,28	0,29	0,35	0,32	0,30
1,11	5	1h11/2	0,74	0,69	0,84	0,63	
1,30	0	3s1/2	0,35	0,53	0,65	0,51	0,73
1,60	2	2d3/2	0,58	1,00	1,23	0,97	0,64
1,64	0	3s1/2	0,14	0,44	0,54	0,43	0,23

Les facteurs spectroscopiques relatifs aux quatre premiers niveaux sont en bon accord entre eux. Par contre les facteurs spectroscopiques correspondants au doublet à 1,60-1,64 MeV, mesurés par la réaction (d,n), sont plus petits que ceux obtenus par les réactions ( $^3\text{He},\text{d}$ ).

.../...

REFERENCES

- [1] - B.H. Wildenthal - Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 1118 .
- [2] - A. Adam, J. Cabé - N.I.M. 121 (1974) 339 .
- [3] - R.E. Textor, V.V. Verbinski - ORNL 4160 (1968) .
- [4] - C. Bonetti - à paraître .
- [5] - P.D. Kunz - Université du Colorado, rapport COO 535 - 613 .
- [6] - W.P. Jones et al. - Phys. Rev. C6 (1971) 580 .
- [7] - W. Booth, S. Wilson, S.S. Ipson - Nucl. Phys. A238 (1975) 301 .
- [8] - C.A. Wiedner, A. Heusler, J. Solf, J.P. Wurm - Nucl. Phys. A103 (1967) 433 .
- [9] - P.R. Christensen et al. - Nucl. Phys. A129 (1969) 337 .
- [10] - L. Lessard, S. Gales, J.L. Foster, Jr., - Phys. Rev. C6 (1972) 517 .
- [11] - D. Wilmore, P.E. Hodgson - Nucl. Phys. 55 (1964) 673 .
- [12] - B.H. Wildenthal - Phys. Lett. 29B (1969) 274 .
- [13] - B.H. Wildenthal, E. Newman, R.L. Auble - Phys. Rev. C3 (1971) 1199 .

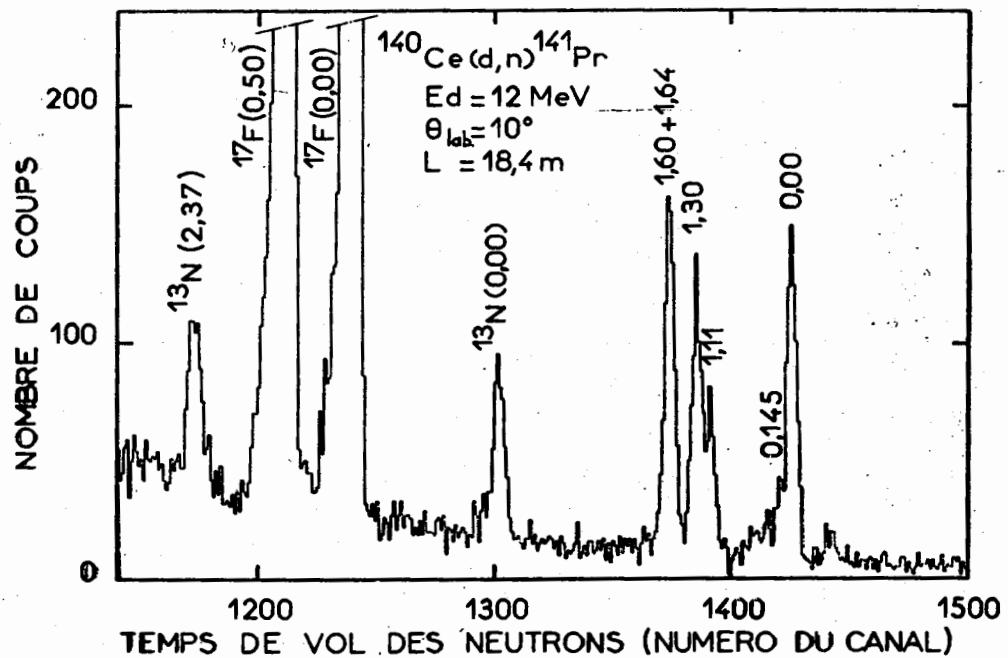


Fig. 1 - Spectre de temps de vol des neutrons de la réaction  $^{140}\text{Ce}(\text{d},\text{n})^{141}\text{Pr}$  détectés à  $\theta_{\text{lab}} = 10^\circ$  avec une base de vol de 18,4 m à l'énergie incidente de 12 MeV .

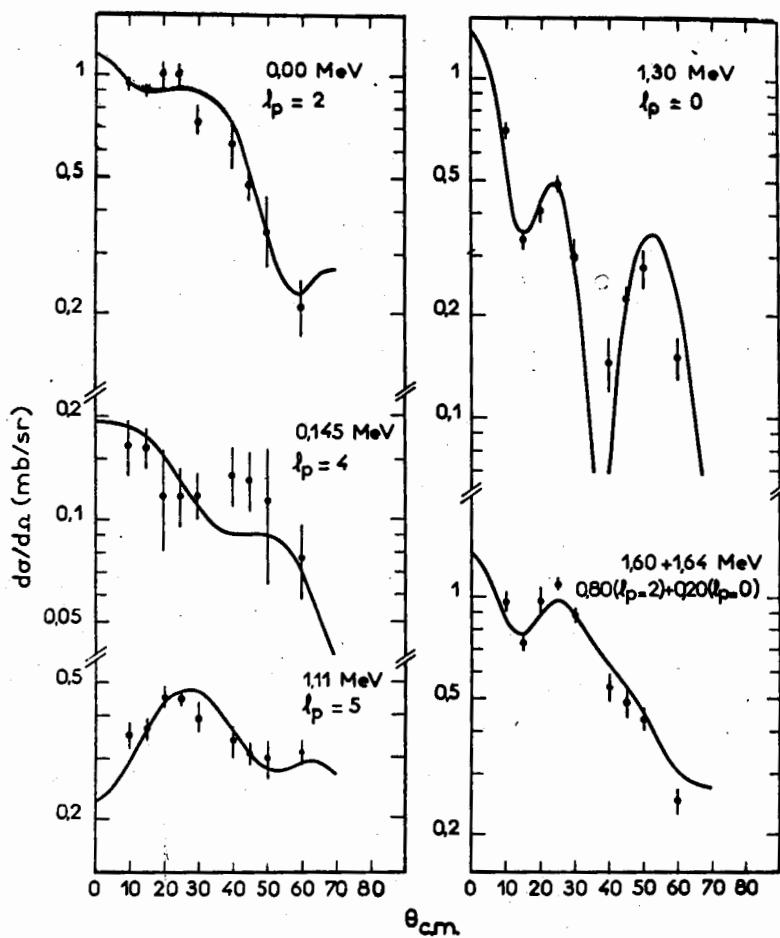


Fig. 2 - Distributions angulaires des neutrons de la réaction  $^{140}\text{Ce}(\text{d},\text{n})^{141}\text{Pr}$  à l'énergie  $E_{\text{d}} = 12 \text{ MeV}$  comparées aux résultats des calculs DWBA (Code DWUCK).

PREMIERS NIVEAUX DU NOYAU  $^{32}\text{S}$  OBSERVES  
DANS LA REACTION  $^{31}\text{P}(\text{d},\text{n})^{32}\text{S}$

J. UZUREAU<sup>+</sup>, A. ADAM, O. BERSILLON

Service de Physique Nucléaire  
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel  
B.P n° 61, 92120 Montrouge, France

RESUME -

Les distributions angulaires des premiers groupes de neutrons émis au cours de la réaction  $^{31}\text{P}(\text{d},\text{n})^{32}\text{S}$  ont été mesurées à  $E_{\text{d}} = 7$  MeV à l'aide d'un spectromètre de temps de vol. Les sections efficaces expérimentales sont analysées dans le cadre de l'approximation de Born en ondes déformées (DWBA) et de la théorie Hauser-Feshbach afin d'en déduire les quantités  $\ell_p$  et les intensités de transition. Ces intensités de transition sont comparées à celles obtenues dans d'autres études et aux calculs de modèle en couches.

ABSTRACT -

The angular distributions of first neutron groups from the  $^{31}\text{P}(\text{d},\text{n})^{32}\text{S}$  reaction have been measured at  $E_{\text{d}} = 7$  MeV with a time-of-flight spectrometer. The experimental cross sections are analysed in the framework of the DWBA and Hauser-Feshbach theories to deduce  $\ell_p$  values and transition strengths. These transition strengths are compared with those from other experiments and with shell-model calculations.

+ Institut de Physique B.P n° 1044 44037 NANTES - France

### Introduction -

La structure de la plupart des noyaux situés au voisinage des sous-couches 1 d  $\frac{5}{2}$  et 2 s  $\frac{1}{2}$  n'étant pas encore parfaitement comprise, il nous a semblé particulièrement intéressant de rechercher, pour certains d'entre eux, de nouvelles informations spectroscopiques expérimentales afin de tester les fonctions d'onde des modèles nucléaires proposés ou de susciter de nouveaux développements théoriques .

Dans ce but, et compte tenu des progrès importants réalisés ces dernières années dans le domaine de la détection des neutrons, nous avons choisi d'utiliser, en particulier, la réaction (d,n) sur plusieurs noyaux stables de la zone intermédiaire de la couche s-d . Les résultats obtenus lors de l'étude des réactions  $^{29}\text{Si(d,n)}^{30}\text{P}$  (réf. 1) et  $^{26}\text{Mg(d,n)}^{27}\text{Al}$  (réf. 2) ont été présentés récemment . Ce texte est consacré à l'étude des premiers niveaux du  $^{32}\text{S}$  observés dans la réaction  $^{31}\text{P(d,n)}^{32}\text{S}$  effectuée à une énergie incidente de 7 MeV .

### Dispositif expérimental -

L'expérience a été réalisée à l'aide du faisceau de deutérons fourni par l'accélérateur Van de Graaff Tandem du Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel . Le dispositif expérimental, décrit de façon détaillée par ailleurs (réf. 3) , permet d'effectuer la spectrométrie des neutrons émis par la méthode du temps de vol avec discrimination, au niveau de la détection, des événements neutron et gamma .

Pour cette expérience, les six détecteurs, utilisés simultanément, étaient constitués, chacun, d'un scintillateur liquide NE 213 (diamètre 4", épaisseur 2") associé à un photomultiplicateur Radiotechnique 58 DVP . En outre, le seuil de détection des neutrons était fixé à 2 MeV .

La cible, préparée à l'I.P.N d'Orsay, d'environ 190  $\mu\text{g/cm}^2$ , a été obtenue par évaporation sous vide de phosphore rouge sur un support d'or de 0,5 mm d'épaisseur .

Les différents spectres de temps de vol des neutrons ont été relevés tous les 5° de 0° à 60° ainsi qu'aux angles de 70° , 80° et 100° ; à chacun de ces angles, la base de vol était de 18 m . La fig. 1 montre la position de spectre obtenue à l'angle de 55° correspondant à des énergies d'excitation du noyau  $^{32}\text{S}$  inférieures à 6 MeV .

Analyse des résultats expérimentaux -

L'analyse des distributions angulaires des groupes de neutrons issus de la réaction  $^{31}\text{P}(\text{d},\text{n})^{32}\text{S}$  a été effectuée en superposant de manière incohérente deux mécanismes d'interaction l'un direct (DI) très souvent prépondérant, l'autre de noyau composé (CN). Les sections efficaces différentielles expérimentales peuvent alors se mettre sous la forme :

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{exp.}} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{DI}} + R \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{CN}}$$

La partie directe  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{DI}}$  est calculée en utilisant le code DWUCK (réf. 4) dans l'approximation de Born en ondes déformées (DWBA) ; dans le cas d'une réaction  $\text{A}(\text{d},\text{n})\text{B}$ , elle s'écrit :

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{DI}} = 1,53 C^2 S_p \frac{2 J_f + 1}{2 J_i + 1} \frac{1}{2j + 1} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{DWBA}} \text{ mb/sr}$$

où  $S_p$  désigne le facteur spectroscopique et  $C$  le coefficient de couplage des isospins égal à  $\frac{\sqrt{2}}{2}$  pour la réaction étudiée. Dans cette expression,  $J_i$ ,  $J_f$  et  $j$  représentent respectivement le spin du noyau cible, le spin de l'état final et le moment angulaire transféré.

La contribution du mécanisme de réaction par noyau composé est évaluée à l'aide d'un programme de calcul Hauser-Feshbach (HF). A cet effet, nous avons utilisé le code CINDY (réf. 5). Le facteur de réduction  $R$  a été déterminé en normalisant les sections efficaces calculées pour les niveaux à 4,28, 4,46 et 5,41 MeV (niveaux de caractéristiques  $J^\pi$  connues ne présentant pas de composante directe discernable) aux valeurs des sections efficaces expérimentales. La valeur moyenne  $R = 0,075$  ainsi obtenue a été retenue pour tous les autres niveaux.

Les potentiels optiques utilisés pour effectuer les calculs DWBA et HF sont de type Woods-Saxon avec absorption en surface dans les voies proton, neutron et deutéron et absorption en volume dans les voies  $^3\text{He}$  et alpha :

$$U(r) = V_c(r) - Vf(x) + \left( \frac{k}{m_n c} \right)^2 V_{so} (\sigma \cdot \ell) \frac{1}{r} - \frac{d}{dr} f(x_{so})$$

$$- i \left[ Wf(x_w) - 4 W_D \frac{d}{dx_D} f(x_D) \right]$$

avec  $f(x) = (1 + e^{x_w})^{-1}$ ,  $x = (r - r_0 A^{1/3}) / a$ ,  $\left( \frac{k}{m_n c} \right)^2 = 2,0 (\text{fm})^2$ .

.../..

Dans cette expression (réf. 6),  $V_c$  représente le potentiel coulombien correspondant à une sphère uniformément chargée de rayon  $R_c = r_c A^{1/3}$ . Les paramètres utilisés sont rassemblés dans le tableau I.

En ce qui concerne l'analyse DWBA proprement dite, nous avons choisi, pour la voie d'entrée, des potentiels optiques déterminés par Schwandt et Haeberli (réf. 7) à partir de la diffusion élastique de deutérons de 7 MeV sur  $^{27}\text{Al}$ . Ceux de la voie de sortie (voie neutron) sont déduits des expressions semi-empiriques formulées par Wilmore et Hodgson (réf. 8). La fonction d'onde décrivant la capture du proton est une fonction générée par un potentiel réel de Woods-Saxon dont la profondeur du puits a été ajustée de façon à retrouver l'énergie de liaison expérimentale de chaque état final. Enfin, il a été tenu compte des effets de portée finie du potentiel d'interaction (0,62 fm) et de non-localité des potentiels (voie d'entrée et de sortie uniquement).

#### Résultats et discussion -

Les distributions angulaires des dix premiers groupes de neutrons issus de la réaction  $^{31}\text{P}(\text{d},\text{n})^{32}\text{S}$ , déterminées à l'énergie incidente de 7 MeV, sont représentées sur les figs. 2 et 3. Pour le niveau fondamental ( $J^{\pi} = 0^+$ ) et le niveau à 3,78 MeV ( $J^{\pi} = 0^+$ ) les formes théoriques calculées en considérant un moment de transfert  $\ell_p = 0$  sont en assez bon accord avec les distributions expérimentales (tout au moins pour les angles inférieurs à 50°). Le transfert  $\ell_p = 2$  auquel conduit l'analyse des distributions angulaires associées aux niveaux à 2,23, 4,70 et 5,55 MeV est compatible avec les spins et parités de ces niveaux valant respectivement  $2^+, 1^+$  et  $2^+$ ; la contribution du mécanisme de noyau composé est, toutefois, prédominante pour le dernier cité. Les niveaux à 5,01 MeV ( $J^{\pi} = 3^-$ ) et 5,80 MeV ( $J^{\pi} = 1^-$ ) (premiers niveaux à parité négative du noyau  $^{32}\text{S}$ ) sont atteints sans ambiguïté par des transitions  $\ell_p = 3$  et  $\ell_p = 1$  respectivement. Trois autres niveaux à 4,28 MeV ( $J^{\pi} = 2^+$ ), 4,46 MeV ( $J^{\pi} = 4^+$ ) et 5,41 MeV ( $J^{\pi} = 3^+$ ) apparaissent également dans le spectre de temps de vol donné sur la fig. 1 mais les distributions angulaires associées à ces niveaux faiblement peuplés ne sont pas caractéristiques d'un mécanisme direct.

.../..

Les intensités de transition expérimentales  $G_{J_f} = \frac{2 J_f + 1}{2 J_i + 1} C^2 S_p$  déterminées au cours du présent travail sont groupées dans le tableau 2 et comparées aux intensités déterminées avec la réaction (d, n) par Hussein et al. (réf. 9) ou avec la réaction ( $\bar{\nu}$ , d) par Grave et al. (réf. 10), Morrison (réf. 11) Kalifa et al. (réf. 12). L'examen de ce tableau fait apparaître un accord d'ensemble très satisfaisant. En ce qui concerne les niveaux à 4,70 et 5,01 MeV, nos résultats sont, toutefois, nettement plus proches de ceux mentionnés par Morrison ou Kalifa et al. que de ceux publiés par Grave et al.

Pour les niveaux à parité positive, ces intensités de transition expérimentales peuvent être comparées aux prévisions fournies par le modèle en couches. Les premiers calculs appliqués à l'étude du noyau  $^{32}\text{S}$  ont été effectués (dans le cadre de ce modèle) par Glaudemans et al. (réf. 13) en limitant l'espace de configuration aux sous-couches  $2 s \frac{1}{2}$  et  $1 d \frac{3}{2}$ . Un élargissement de cet espace jusqu'à 2 trous dans la couche  $1 d \frac{5}{2}$  a été récemment utilisé par Wildenthal et al. (réf. 14) en prenant deux formes d'interaction résiduelle différentes (MSDI ou FPSDI). Les valeurs théoriques des intensités de transition proposées par ces auteurs, rassemblées dans le tableau 2, sont dans l'ensemble très proches de nos valeurs expérimentales. Il semble donc que le modèle en couches soit particulièrement bien adapté à la description des premiers niveaux du noyau  $^{32}\text{S}$ .

#### Références -

- [ 1 ] J. UZUREAU, D. ARDOUIN, P. AVIGNON, A. ADAM et B. DUCHEMIN, Nucl. Phys. A 230 (1974) 253 .
- [ 2 ] J. UZUREAU, A. ADAM et S. JOLY , Conf. on Nuclear Structure and Spectroscopy, Amsterdam (1974) p. 184 .  
J. UZUREAU, A. ADAM et S. JOLY, à paraître
- [ 3 ] A. ADAM et J. CABE, Nucl. Instr. 121 (1974) 339
- [ 4 ] P.D. KUNZ, Université du Colorado, rapport COO-535-613 (1967)
- [ 5 ] E. SHELDON et V.C. ROGERS, Comp. Phys. Comm. 6 (1973) 99
- [ 6 ] C.M. PEREY et F.G. PEREY, Nucl Data Tables 10 (1972) 539

.../..

- [ 7 ] P. SCHWANDT et W. HAEBERLI, Nucl. Phys. A 110 (1968) 585
- [ 8 ] D. WILMORE et P. E. HODGSON, Nucl. Phys. 55 (1964) 673
- [ 9 ] A. H. HUSSEIN, G. C. NEILSON, W. J. McDONALD et W. K. DANSON  
Can. J. Phys. 52 (1974) 1288
- [10] A. GRAUE, L. HERLAND, J. R. LIEN et E. R. COSMAN  
Nucl. Phys. A 120 (1968) 513
- [11] R. A. MORRISON, Nucl. Phys. A 140 (1970) 97
- [12] J. KALIFA, G. ROTBARD, M. VERGNES et G. RONSIN  
J. Physique 34 (1973) 139
- [13] P. W. H. GLAUDEMANS, G. WIECHERS et P. BRUSSAARD, Nucl.  
Phys. 56 (1964) 548
- [14] B. H. WILDENTHAL, J. B. McGRORY, E. C. HALBERT et  
H. D. GRABER, Phys Rev. C 4 (1971) 1708
- [15] F. G. PEREY, Phys. Rev. 131 (1963) 745
- [16] J. E. McQUEEN, J. M. JOYCE et E. J. LUDWIG, Nucl. Phys. A 151  
(1970) 295

TABLEAU 1  
PARAMETRES UTILISES DANS LES CALCULS DWBA et HF

Voie		V (MeV)	r (fm)	a (fm)	W (MeV)	$r_w$ (fm)	$a_w$ (fm)	$W_D$ (MeV)	$r_D$ (fm)	$a_D$ (fm)	$V_{s.o.}$ (MeV)	$r_{s.o.}$ (fm)	$a_{s.o.}$ (fm)	$r_c$ (fm)	$\beta$ (fm)
$^{31}\text{P} + \text{d}$	a)	112,05	1,05	0,86				14,68	1,57	0,62	9	0,75	0,40	1,25	0,54
$^{32}\text{S} + \text{n}$	b)	$\approx 45$	e) $\approx 45$	1,30	0,66			$\approx 9$	e) 1,26	0,48	7	1,30	0,66		0,85
Capture			f) 1,25	0,65							$\lambda = 25$			1,3	0
$^{32}\text{P} + \text{p}$	c)	$\approx 50$	g) 1,25	0,65				9,54	1,25	0,47	7,5	1,25	0,65		
$^{30}\text{Si} +$	d)	145	1,30	0,67	18	1,63	0,48								
$^{29}\text{Si} +$	d)	197,1	1,35	0,59	17	1,35	0,59								

a) Réf. 7)

b) Réf. 8)

c) Réf. 15)

d) Réf. 16)

e) Ces valeurs dépendant légèrement de l'énergie des neutrons, la dépendance utilisée est donnée dans la réf. 8)

f) V calculé par la programme DWUCK

g) Cette valeur dépend légèrement de l'énergie des protons (Voir réf. 15)

TABLEAU 2

INTENSITES DE TRANSITION EXPERIMENTALES ET THEORIQUES POUR LES REACTIONS  
DE TRANSFERT D'UN PROTON SUR  $^{31}\text{P}$

$E_x$ (MeV)	$J^{\pi}$	$\ell_p$	DWBA	$G\ell_j$ exp						$G\ell_j$ théo			
				(d,n)		(d,n)		( $\bar{\tau}$ ,d)		( $\bar{\tau}$ ,d)		Glaudemans et al. réf. 13	Wildenthal et al. réf. 14
				présent travail 7 MeV	réf. 9 4 MeV	réf. 9 5,45 MeV	réf. 10 5,45 MeV	réf. 11 5,45 MeV	réf. 12 5,45 MeV				
0	$0^+$	0	$2 s \frac{1}{2}$	0,75	0,66	0,60	0,60	0,55	0,53	0,71	0,57	0,64	
2,23	$2^+$	2	$1 d \frac{3}{2}$	1,51		1,49	1,50	1,63	1,41	1,32	1,06	1,04	
3,78	$0^+$	0	$2 s \frac{1}{2}$	0,15	0,11	0,10	0,10	0,17	0,16	0,12	0,17	0,11	
4,28	$2^+$										0	0	
4,46	$4^+$												
4,70	$1^+$	2	$1 d \frac{3}{2}$	0,67			0,37	0,68	0,59		0,59	0,59	
5,01	$3^-$	3	$1 f \frac{7}{2}$	0,92			0,56	0,88	1,02				
5,41	$3^+$												
5,55	$2^+$	2	$1 d \frac{3}{2}$	0,13		0,21	0,16	0,25	0,17		0,19	0,19	
5,80	$1^-$	1	$2 p \frac{3}{2}$	0,15	0,11	0,08	0,14	0,20	0,17				

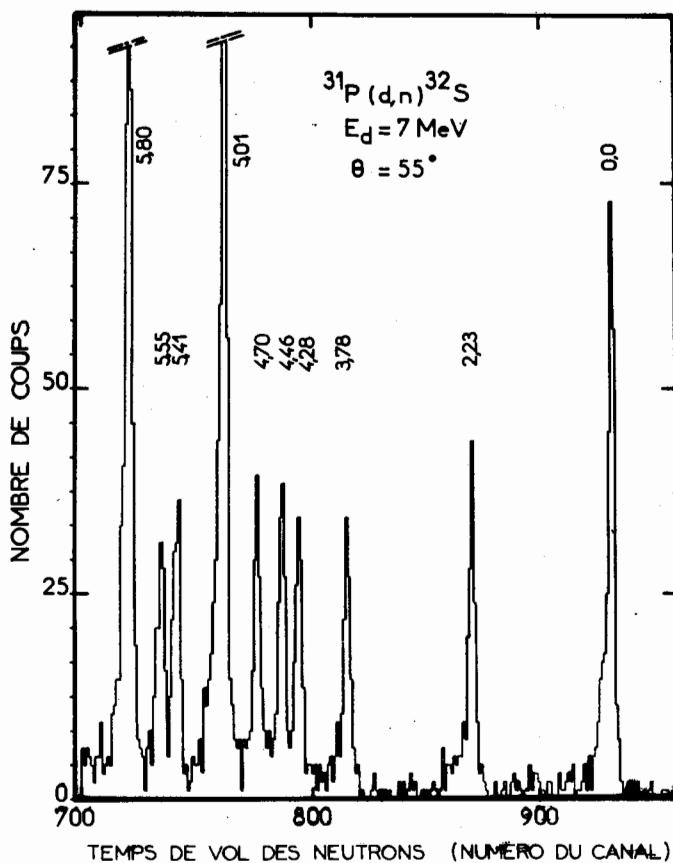


Figure 1

Portion du spectre de temps de vol des neutrons émis au cours de la réaction  $^{31}\text{P}(\text{d},\text{n})^{32}\text{S}$  à une énergie incidente de 7 MeV et à l'angle  $\theta_{\text{lab}} = 55^\circ$  correspondant à des énergies d'excitation du noyau  $^{32}\text{S}$  inférieures à 6 MeV.

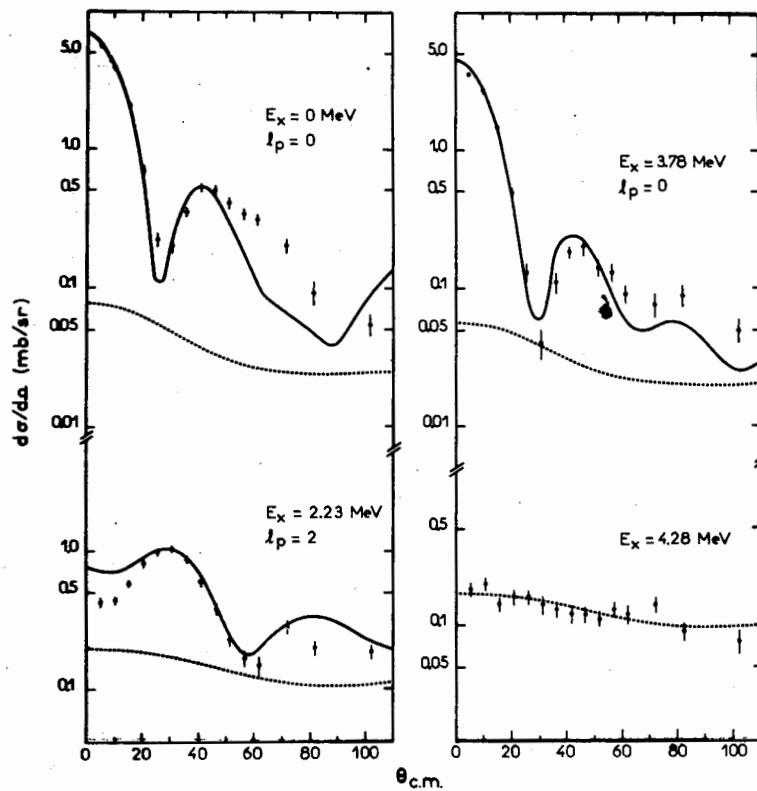


Figure 2

Distributions angulaires des neutrons issus de la réaction  $^{31}\text{P}(\text{d},\text{n})^{32}\text{S}$  effectuée à  $E_{\text{d}} = 7 \text{ MeV}$ . Les courbes en pointillés représentent la contribution du noyau composé calculée à partir de la théorie de Hauser-Feshbach (HF). Les courbes en traits pleins correspondent à l'addition incohérente des résultats des calculs DWBA et HF.

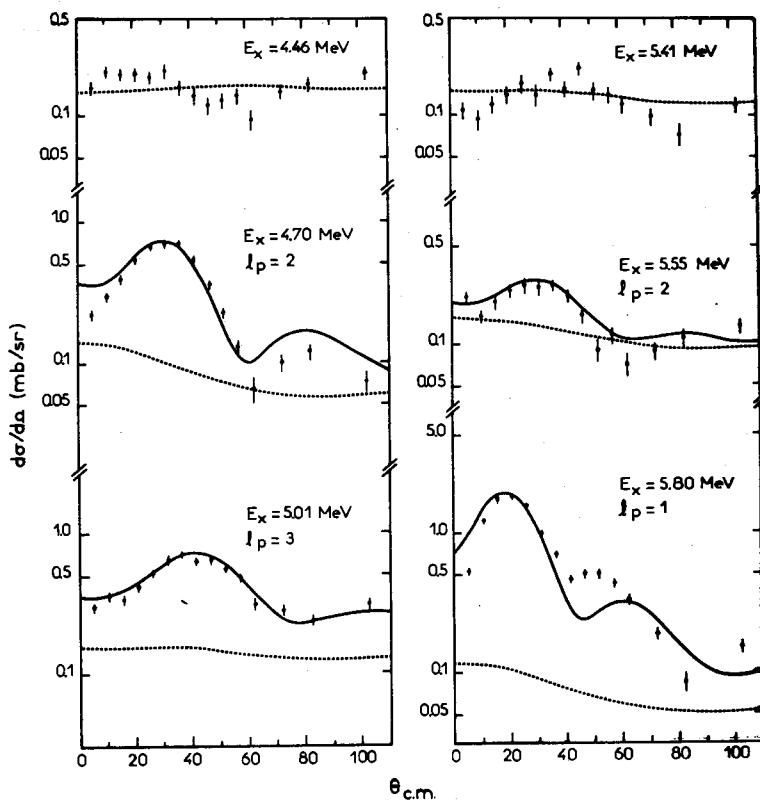


Figure 3

Distributions angulaires des neutrons issus de la réaction  $^{31}\text{P}(\text{d},\text{n})^{32}\text{S}$  effectuée à  $E_{\text{d}}=7 \text{ MeV}$ . Les courbes en pointillés représentent la contribution du noyau composé calculée à partir de la théorie de Hauser-Feshbach (HF). Les courbes en traits pleins correspondent à l'addition incohérente des résultats des calculs DWBA et HF.

CALCUL ANALYTIQUE DE L'EFFICACITE D'UN SCINTILLATEUR HYDROCARBONE  
UTILISE COMME DETECTEUR DE NEUTRONS

O. BERSILLON, A. ADAM, S. JOLY

*Service de Physique Nucléaire  
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel  
B.P n° 61, 92120 Montrouge, France*

RESUME

Une méthode de calcul analytique de l'efficacité d'un détecteur hydrocarboné de neutrons est décrite. Cette méthode tient compte des réactions nucléaires sur le carbone, importantes pour  $E_n > 10$  MeV. Les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux du code OSS, malgré certaines divergences vers  $E_n = 14$  MeV et pour  $E_n > 20$  MeV.

ABSTRACT

An analytic method to calculate the neutron-detection efficiency of a scintillator is described. This method takes into account nuclear reactions on carbon which are important above 10 MeV. The results are in good agreement with those of OSS despite some differences around  $E_n = 14$  MeV and for  $E_n > 20$  MeV.

## Introduction

La mesure de sections efficaces absolues faisant intervenir la détection de neutrons nécessite la connaissance précise de l'efficacité du détecteur. Cette efficacité peut être soit mesurée, par la méthode de la particule associée par exemple, soit calculée. La mesure ne peut que difficilement être répétée avant chaque expérience et aussi doit-on faire appel à des efficacités calculées par une méthode de Monte-Carlo ou bien par une méthode analytique. Les programmes basés sur la méthode de Monte-Carlo<sup>[1-4]</sup> sont souvent volumineux et utilisent un temps de calcul très long pour obtenir une bonne précision. Par contre la méthode analytique est beaucoup plus rapide et les programmes correspondants<sup>[5-6]</sup> peuvent être utilisés sur des petits calculateurs.

A l'aide de la seconde méthode, un programme de calcul d'efficacité a été écrit en partant des idées de base proposées par Kurz<sup>[5]</sup>. Ce programme est utilisable dans le cas d'un faisceau de neutrons parallèle et uniforme arrivant perpendiculairement à une face plane d'un détecteur hydro-carboné cylindrique (épaisseur  $\ell$ ).

## Méthode de calcul

L'efficacité de détection est définie par le rapport du nombre de neutrons ayant donné lieu à une lumière de scintillation supérieure à un seuil fixé et du nombre total de neutrons incidents, ou, plus simplement, par la probabilité qu'à un neutron d'induire une lumière de scintillation supérieure à un seuil fixé.

La lumière  $L$  induite par les différentes particules chargées est définie, en ajustant au sens des moindres carrés les valeurs ponctuelles données par Verbinski<sup>[1]</sup>, par

$$\text{protons : } L_p = 0,152 E_p^{1,58}$$

$$\text{particules } \alpha : L_\alpha = \begin{cases} 0,0216 E_\alpha^{1,42} & E_\alpha < 2,7 \text{ MeV} \\ 0,0119 E_\alpha^{2,02} & E_\alpha > 2,7 \text{ MeV} \end{cases}$$

en prenant comme unité la lumière produite par un électron d'énergie 1 MeV.

.../...

Pour  $E_n < 10$  MeV, les phénomènes prépondérants sont la diffusion élastique n-p et les diffusions doubles n-p, n-p et n-C, n-p, mais, pour  $E_n > 10$  MeV, les réactions nucléaires sur le carbone ne peuvent plus être négligées. Les réactions prises en compte dans le calcul sont rassemblées dans le tableau suivant.

	Q (MeV)	$E_n$ seuil (MeV)
Réactions simples		
1. n-p	0	0
2. $^{12}\text{C}$ (n, $\alpha$ ) $^9\text{Be}$	-5,702	6,177
3. $^{12}\text{C}$ (n, p) $^{12}\text{B}$	-12,588	13,637
4. $^{12}\text{C}$ (n, n'3 $\alpha$ )	-7,65	8,287
Réactions doubles		
5. n-p, n-p	0	0
6. n-C, n-p	0	0
7. n-C, n-p	-4,439	4,812

Les sections efficaces adoptées pour ces réactions sont celles utilisées dans le code 05S; elles sont considérées comme isotropes dans le système du centre de masse, sauf la diffusion n-p pour  $E_n > 10$  MeV pour laquelle la distribution angulaire proposée par Gammel[7] a été employée.

L'efficacité totale de détection est calculée comme étant la somme des efficacités partielles  $\epsilon_i$  dues à chacune des 7 réactions. Ces efficacités partielles sont calculées par les relations suivantes.

#### Réaction 1 :

La contribution de la réaction 1 est exprimée par :

$$\epsilon_1 = n_H \int_0^t e^{-\bar{\sigma}(E_n)x} dx \cdot 2\pi \int_{-1}^{x_{max}} \frac{d\sigma_n \cdot h(E_n, x')}{dx'} dx'$$

où

$$\bar{\sigma}(E_n) = n_H \sigma_H(E_n) + n_C \sigma_C(E_n)$$

$n_H$  = nombre d'atomes d'hydrogène par  $\text{cm}^3$ .

$n_C$  = nombre d'atomes de carbone par  $\text{cm}^3$ .

$\sigma_H(E_n)$  = section efficace de diffusion n-p

$\sigma_C(E_n)$  = section efficace totale de diffusion sur le carbone.

$X'_{\max} = \cos \theta_{cm}$ ,  $\theta_{cm}$  étant l'angle maximal dans le système du centre de masse en deçà duquel la particule chargée produit une lumière supérieure au seuil.

$$\frac{d\sigma_{n-p}}{d\omega}(E_n, X') = \text{section efficace différentielle de la diffusion n-p.}$$

La première intégrale représente l'absorption du flux de neutrons au sein du détecteur tandis que la seconde est proportionnelle à la probabilité de détection. Toutes les intégrales sont calculées par la méthode de Gauss à 16 points.

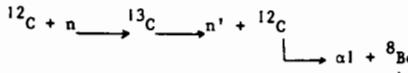
#### Réaction 2 et 3 :

Les efficacités partielles dues aux réactions 2 et 3 sont calculées par les relations

$$E_i = n_c \int_0^{\infty} e^{-\bar{\sigma}(E_n) x} dx \cdot 2\pi \int_{X'_{\max}}^{\infty} \frac{d\sigma_i}{d\omega}(E_n, X') dX' \quad i=2,3$$

#### Réaction 4 :

Le mécanisme de la désintégration  $^{12}\text{C}(n, n'3\alpha)$  est complexe et assez mal connu. Le schéma suivant a été adopté.



en utilisant les rapports d'embranchement proposés par Dieterze [8] en fonction de  $E_n$  et de l'énergie d'excitation  $E_x$  du  $^{12}\text{C}$ .

$E_x(^{12}\text{C})$ MeV	$E_n < 10.5$	$< 11.8$	$< 12.8$	$< 13.9$	$> 13.9$	MeV
7,65	1	0,3	0,2	0,1	0,07	
9,63		0,7	0,5	0,4	0,28	
10,8			0,3	0,25	0,15	
11,8				0,25	0,15	
12,7					0,35	

$$E_4 = n_c \int_0^{\infty} e^{-\bar{\sigma}(E_n) x} dx \cdot \bar{\sigma}_4(E_n) \cdot f_{3\alpha}(E_n)$$

où  $f_{3\alpha}(E_n)$  est la probabilité que la lumière totale produite par les 3 particules  $\alpha$  soit supérieure au seuil.

### Réaction 5 :

La contribution de la réaction 5 est donnée par

$$\epsilon_5 = \eta_0 \int_0^E e^{-\bar{F}(E_n)x} dx \cdot 2\pi \int_{X_{max}}^1 \frac{d\sigma_n \cdot f(E_n, x')}{dx'} dx' \cdot \eta_0 \int_0^{d(x', x)} e^{-\bar{F}(E'_n)x} dx \cdot 2\pi \int_{X_{max}}^{X'_{max}} \frac{d\sigma_n \cdot f(E'_n, x'')} {dx''} dx''$$

où  $E'$  est l'énergie dans le système du laboratoire du neutron diffusé suivant l'angle  $\theta_{cm}$  dans le premier choc. La seconde intégrale représente la fraction des neutrons n'ayant pas donné de lumière supérieure au seuil dans le premier choc. La troisième est l'absorption calculée pour une distance moyenne d'échappement du cylindre. Cette distance est fonction à la fois de la profondeur  $x$  où a eu lieu le premier choc et de la direction de diffusion  $\theta_{cm}$ . La dernière intégrale représente la fraction des neutrons qui, dans un deuxième choc, donne une lumière totale supérieure au seuil.

### Réaction 6 et 7 :

Les efficacités partielles dues aux réactions 6 et 7 sont calculées par les relations

$$\epsilon_6 = \eta_0 \int_0^E e^{-\bar{F}(E_n)x} dx \cdot 2\pi \int_{-1}^1 \frac{d\sigma_n \cdot f(E_n, x')}{dx'} dx' \cdot \eta_0 \int_0^{d(x', x)} e^{-\bar{F}(E'_n)x} dx \cdot 2\pi \int_{-1}^{X'_{max}} \frac{d\sigma_n \cdot f(E'_n, x'')} {dx''} dx''$$

*i.e. 6,7*

La variation de ces différentes efficacités partielles en fonction de  $E_n$  est représentée sur la figure 1, dans le cas d'un seuil de détection correspondant à  $E_n = 1$  MeV. Cette figure montre clairement les contributions importantes des réactions 5 et 6 à basse énergie -  $E_n < 7$  MeV - et de la réaction 4 pour  $E_n > 14$  MeV.

### Comparaison avec les résultats du code 05S

La figure 2 regroupe les résultats obtenus, dans le cas d'un scintillateur NE 213 4"x2", par la méthode analytique et ceux déduits du code 05S pour 3 seuils différents,  $B = 1,2$  et  $3$  MeV. Les deux méthodes sont en bon accord pour  $4 < E_n < 12$  MeV, l'écart n'excédant pas 4 %. Par contre, au voisinage de  $E_n = 14$  MeV, nos résultats sont inférieurs à ceux de 05S et ceci pour les 3 valeurs du seuil, la différence étant d'autant plus importante que le seuil diminue. Au delà de  $E_n = 20$  MeV, l'efficacité calculée par 05S augmente légèrement tandis que nos résultats décroissent en fonction de  $E_n$ .

Le temps de calcul, sur un ordinateur IBM 360/91, pour obtenir un point de la figure 2 varie entre 0,8 s pour  $E_n < 8$  MeV et 3,5 s pour  $E_n > 20$  MeV; cette différence provient du calcul de l'efficacité partielle due à la réaction  $^{12}\text{C}(n, n'3\alpha)$ .

Références :

- [1] V.V VERBINSKI, W.R BURRUS, T.A LOVE, N.W HILL, R. TEXTOR  
Nucl. Inst. and Meth. 65 (1968) 8 ; R.E TEXTOR, V.V VERBINSKI ORNL-4160  
(1968).
- [2] B. GUSTAFSSON and O. ASPELLUND, Nucl. Inst. and Meth. 48 (1967) 77.
- [3] W.W LINDSTROM and B.D ANDERSON, Nucl. Inst. and Meth. 98 (1972) 413
- [4] D. HERMSDORF, K. PASIEKA and D. SEELIGER, Nucl. Inst. and Meth. 107  
(1973) 259.
- [5] R.J KURZ - UCRL 11339 (1964)
- [6] S.T THORNTON and J.R SMITH, Nucl. Inst. and Meth. 96 (1971) 551
- [7] J.L GAMMEL, in Fast neutron physics (J.B MARION and J.L FOWLER) (1963)
- [8] G. DIETZE, PHYSIKALISCH TECHNISCHE BUNDESANSTALT - RAPPORT N.D-4 (1973)

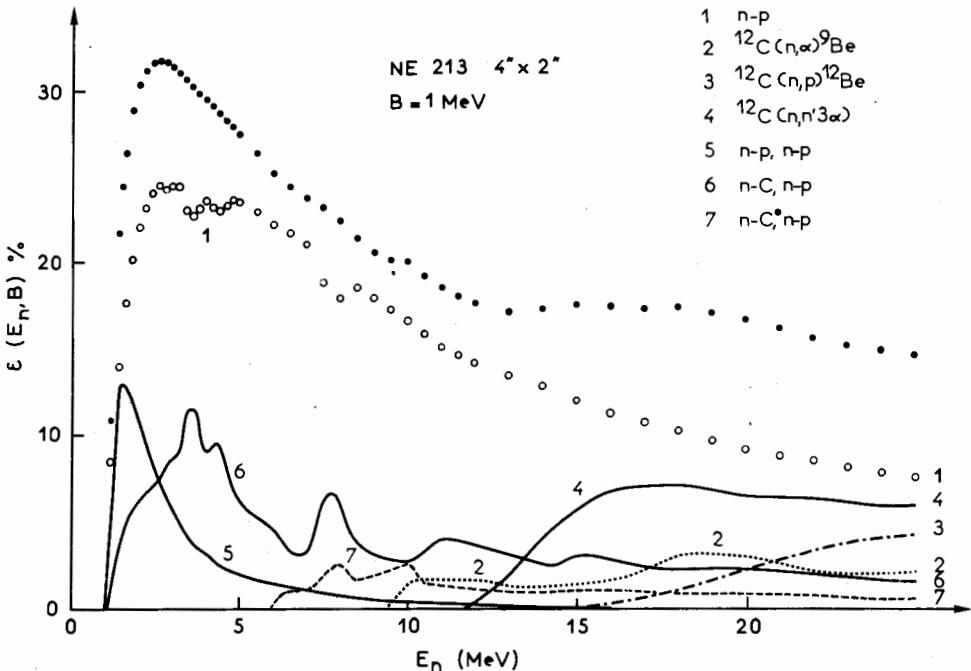


Figure 1 : Contribution des différentes réactions à l'efficacité totale. Les efficacités partielles relatives aux réactions 2 à 7 sont multipliées par 2.

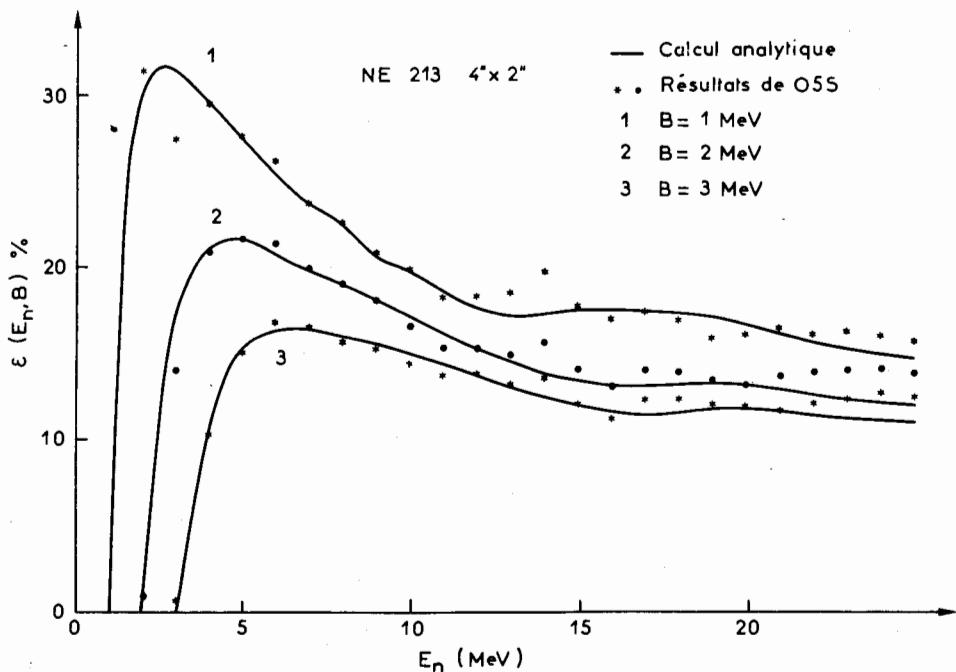


Figure 2 : Comparaison des résultats du calcul analytique et du code O5S.

Секция 6. СЕЧЕНИЯ И ДРУГИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССА  
ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР НЕЙТРОНАМИ

Председатель Ю.С.Замятин

КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИЕЙ ОСКОЛКОВ  
И МГНОВЕННЫМИ НЕЙТРОНАМИ ПРИ СПОНТАННОМ  
ДЕЛЕНИИ ЯДЕР  $^{252}\text{Cf}$

Б.А.Бочагов, Ю.В.Гладков

(Ленинградский институт ядерной физики им. Б.П.Константинова АН СССР)

Аннотация

Экспериментальные данные работ [1,2] использованы для получения информации о распределении энергии возбуждения  $E^*$  между осколками и изменении этого распределения в зависимости от  $E^*$ .

Обнаружено, что в области масс тяжелого осколка  $A_t < 132$  данные работ [1,2] противоречивы. Обсуждаются возможные механизмы эмиссии нейтронов при делении.

A b s t r a c t

The experimental data from [1,2] were used for the extraction of the information about distribution of the excitation energy  $E^*$  between fragments and variation this distribution in dependence from  $E^*$ .

It is observed that the data [1] and [2] are contradictory in the region of the mass of heavy fragment  $A_t < 132$ . The possible mechanisms of the emission of neutron in the fission are considered.

Анализ экспериментальных данных работ [1,2] проводился с использованием параметра  $E^* = E_n - E_k$  [3], интерпретируемого как суммарная энергия возбуждения осколков.

Полная энергия  $E_n$ , выделяемая при делении ядер  $^{252}\text{Cf}$  на два осколка с заданным отношением масс, рассчитывались по таблицам Майерса и Святецкого [4] в предположении такого распределения заряда ядра между осколками, при котором величина  $E_n$  максимальна. Результаты расчетов  $E_n$  сравнивались с таковыми из работы [1] и дополнительными расчетами по таблицам масс ядер [5,6]. Расхождения во всех этих расчетах не превышали 1-3 Мэв.

Суммарная кинетическая энергия парных осколков  $E_K$  бралась из экспериментальных данных работ [I,2]. Для отбора актов деления с одинаковой суммарной энергией возбуждения брались сечения экспериментальных контурных диаграмм работ [I,2] набором кривых  $E^* = \text{Const} = 10, 20, 30, 40$  и  $50$  Мэв (см. рис. I, а, б).

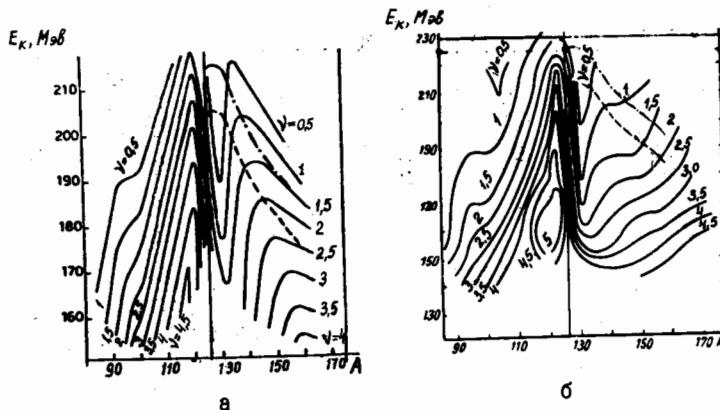


Рис. I. Экспериментальные контурные диаграммы зависимости суммарной кинетической энергии парных осколков  $E_K$  как функции  $E^*$  и массовых чисел осколков из работ [21 (а), 11 (б)] и аппроксимированная плавной кривой расчетная функция  $E_K = f(A_1, A_2)$ , с помощью которой отбирались акты деления с  $E^* = \text{Const}$ :

—  $E^* = 20$  Мэв; —  $E^* = 30$  Мэв  
Полученные таким образом зависимости  $V_1$  и  $V_2$  от массовых чисел осколков показаны на рис. 2.

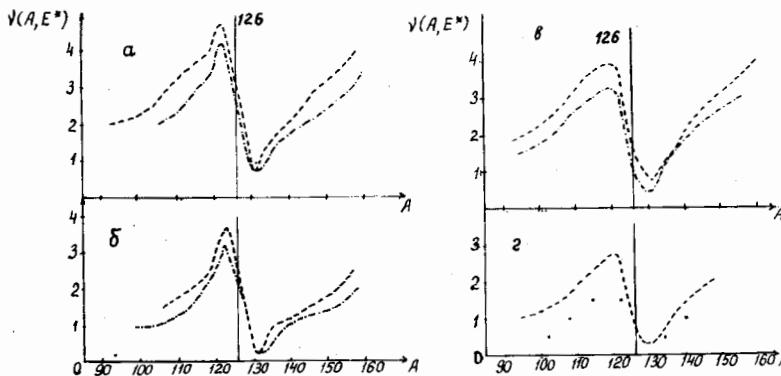


Рис. 2. Среднее число нейтронов  $\bar{V}$  как функция массы осколков для различных фиксированных значений  $E^*$ , полученные по данным работы [1] (а, б) работы [2] (в, г):  
 а, в: - - -  $E^* = 50$  Мэв; - - -  $E^* = 40$  Мэв;  
 б: - - -  $E^* = 30$  Мэв; - - -  $E^* = 20$  Мэв;  
 г: - - -  $E^* = 30$  Мэв; x -  $E^* = 20$  Мэв

Если полагать, что  $\bar{V}$  является мерой энергии возбуждения осколков, то из рис. 2 следует вывод о крайне неравномерном распределении энергии возбуждения  $E^*$  между осколками. Эта неравномерность особенно ярко проявляется вблизи массы тяжелых осколков  $A_T \approx 132$ , которые испускают аномально мало нейтронов. Этот факт отмечался многими авторами, в том числе и работы [1], причем последние указывали на то, что указанная аномалия проявляется "даже" при больших энергиях возбуждения осколков, когда казалось бы оболочечные эффекты должны проявляться слабее. Вопреки этим ожиданиям из рис. 2 следует, что аномалия прямо связана с величиной  $E^*$  и проявляется тем сильнее, чем больше энергия возбуждения осколков. Этот факт указывает на стабильность оболочечных эффектов при делении вплоть до энергий возбуждения осколков в 50 Мэв, что в какой-то мере подтверждает предположение о "холодности" ядра в момент разрыва на осколки, когда почти вся "будущая" энергия возбуждения сосредоточена в энергии деформации.

Укажем еще на одну особенность в распределении  $E^*$  между осколками. На рис. 3 в несколько модифицированном виде приведены те же данные, что и на рис. 2. Здесь особенно наглядно видно одинаковое число нейтронов, испускаемых парными осколками с массовыми числами  $A \approx 107$ ,  $A_T \approx 145$ . Следует подчеркнуть, что эта особенность проявляется при всех значениях  $E^*$ .

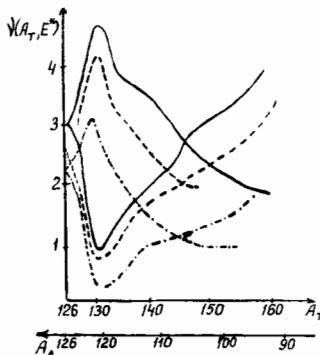


Рис. 3. Среднее число нейтронов  $\bar{v}$  как функция масс осколков для различных фиксированных значений  $E^*$  по данным работы [1]:

—  $E^* = 50$  Мэв; - - -  $E^* = 40$  Мэв;  
— · —  $E^* = 20$  Мэв

Этот факт находит, по-видимому, неплохое объяснение в рамках расчетов параметров деформации ядер-осколков, проведенных Ванденбошем [7], согласно которым осколки с массовыми числами  $A_1 \approx 107$ ,  $A_2 \approx 145$  обладают примерно одинаковыми параметрами деформации  $K_a$ .

Вышеуказанные особенности в распределении энергии возбуждения  $E^*$  между осколками в зависимости от их массовых чисел и энергии возбуждения следуют из анализа экспериментальных данных как работы [1], так и работы [2]. Однако при их использовании для определения энергии возбуждения  $E_y$ , уносимой из осколков  $\gamma$ -квантами обнаруживается сильное расхождение между работами [1] и [2].

Величина  $E_y$  рассчитывалась по формуле

$$E_y = E^* - [\gamma_1 (\bar{E}_{n_1} + \eta_1) + \gamma_2 (\bar{E}_{n_2} + \eta_2)], \quad (1)$$

где  $\bar{E}_{n_1}$  и  $\bar{E}_{n_2}$  — средние энергии связи нейtronов в осколках с массовыми числами  $A_1$  и  $A_2$ , взятые из работы [4] и усредненные для первых 5 нейtronов;  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  — средние энергии испущенных нейtronов [1].

Расчетное значение  $E_y$  как функция масс осколков для различных значений параметра  $E^*$  представлено на рис. 4.

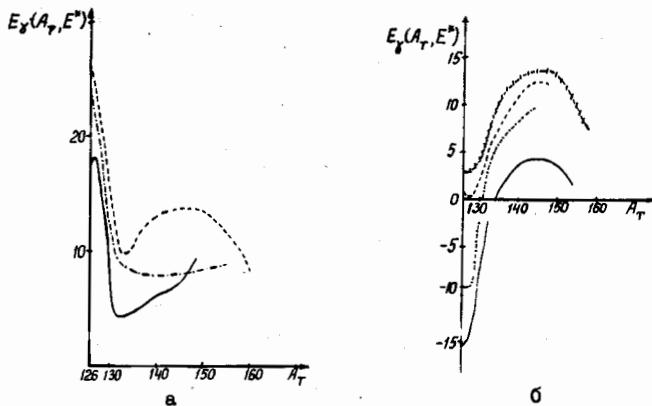


Рис. 4. Средняя энергия  $E_y$ , уносимая из осколков г-излучением, как функция массового числа тяжелого осколка, рассчитанная по данным работы [2](а) и [1](б) для различных значений параметра  $E^*$ :

а: ---  $E^* = 50$  Мэв; - - -  $E^* = 40$  Мэв; —  $E^* = 30$  Мэв;  
б: + + +  $E^* = 50$  Мэв; - - -  $E^* = 40$  Мэв; - - -  $E^* = 30$  Мэв;  
—  $E^* = 20$  Мэв

Из рис. 4 следует, что в области масс тяжелого осколка  $A_T < 132$  расхождение между экспериментальными данными работ [1] и [2] носит не только количественный, но и качественный характер. Кроме того, величина  $E_y$  довольно сильно зависит от суммарной энергии возбуждения осколков, что противоречит прямым измерениям  $E_y$ , которые дают более слабую зависимость этой величины от  $E_K$ .

По-видимому, обе работы [1] и [2] содержат какие-то существенные методические ошибки, которые не являются систематическими, ибо такие могли бы привести только к количественным, а не к качественным расхождениям результатов измерений.

В связи с этим уместно сделать два замечания. Во-первых, измерения числа нейтронов, испускаемых осколками в области симметричного по массам деления, где выход осколков крайне мал, весьма трудны и могут приводить, как это видно из проведенного анализа, к существенным ошибкам.

Поэтому измерения  $\gamma$  и  $E_y$  в этой области масс являются актуальными и необходимыми. Во-вторых, в настоящее время считается общепринятой модель испарения нейтронов из полностью ускоренных осколков.

Не последнюю роль в становлении этой модели испускания нейтронов при делении сыграла работа [I] , на которую часто ссылаются, как на экспериментальное подтверждение модели. По нашему мнению результаты работы [I] ввиду наличия в ней серьезных экспериментальных ошибок не могут являться прямым подтверждением вышеуказанной модели испускания нейтронов при делении.

Не исключена возможность механизма испускания нейтронов, идентичного с механизмом тройного деления с испусканием легких заряженных частиц, хотя в настоящее время эти два механизма считаются принципиально различными.

#### Л и т е р а т у р а

1. H.Bowman et al. Phys.Rev., 126, 2120 (1962).
2. H.Nifenesker et al. CEN Saclay, BP2, 91190-GIF sur YVETTE, France.
3. У.А.Арифов и др. Препринт ФТИ-И81, 1969.
4. W.D.Myers, W.J.Swiatecki. Nuclear masses and deformations .1965.
5. G.T.Garvey et al. Rev. of Mod. Phys., 41, No.4, part 11 (1969).
6. P.A.Seeger. Nucl.Phys., 25, 1-135(1961).
7. Р.Ванденбуш. В сборнике "Успехи физики деления ядер". 1963.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫХОДОВ НЕКОТОРЫХ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ  $^{252}Cf$   
ПУТЕМ ИЗМЕРЕНИЯ МЯГКОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
А.Г.Доничкин, А.Н.Смирнов, С.М.Соловьев, В.П.Эйсмонт  
(Радиевый институт им. В.Г.Хлопина)

Аннотация

Предлагается метод определения выходов продуктов деления путем анализа спектра электромагнитного излучения в области 10-50 кэВ, включавшего К-серии характеристического излучения и мягкие  $\gamma$ -лучи. Этим методом получены дополнительные данные по выходам продуктов деления.

Abstract

The method of determination of fission products yields by means of analysis of electromagnetic radiation spectrum in 10-50 kev region including K-series of characteristic radiation and soft gamma-rays is presented. The additional data on fission products yields have been obtained by means of this method.

В настоящее время широко используется метод определения выходов продуктов в различных ядерных реакциях, в частности в делении, по  $\gamma$ -излучению этих продуктов в химически неразделенных смесях. Нами предлагается для этой же цели использовать спектрометрию К-серии рентгеновского характеристического излучения. Известно, что рентгеновские спектрометры с полупроводниковыми детекторами в области энергий от 10 до 50 кэВ обладают почти стопроцентной эффективностью регистрации, в то время как эффективность регистрации  $\gamma$ -излучения в области энергий от 100 кэВ до 3 МэВ  $\gamma$ -спектрометрами с полупроводниковыми детекторами даже больших объемов в среднем не превышает 10%. Кроме того, в ряде случаев квантовый выход рентгеновского излучения из-за сильной конверсии оказывается более высоким, чем выход  $\gamma$ -излучения. Поэтому при условии использования в рентгеновском спектрометре детектора с большой площадью предлагаемый метод имеет большую чувствительность. Энергетическое разрешение современных полупроводниковых спектрометров с детекторами площадью чувствительной области порядка 1 см<sup>2</sup> позволяет разделять линии КX-излучения соседних по  $Z$  элементов в области осколков деления тяжелых ядер. Кроме того, как нами было показано в работе [1], в спектрах рентгеновского излучения продуктов деления с временами жизни порядка нескольких часов и дней наблюдаются преимущественно линии только нечетных по  $Z$  элементов. Это обстоятельство ограничивает возможности метода, но в силу больших расстояний между линиями дает возможность легко и точно анализировать спектры. Анализ спектров по энергиям, периодам полураспада и относительным интенсивностям линий позволяет определять соответственно заряды, массы и выходы продуктов.

С целью экспериментальной проверки метода нами определялись выходы продуктов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ . Продукты собирались в течение 300 часов на алюминиевую фольгу, расположенную над источником, закрытым тонкой никелевой пленкой для задержки ядер отдачи. Рентгеновское излучение регистрировалось полупроводнико-

ным спектрометром с кремний-литиевым (диффузионно-дрейфовым) детектором; площадь чувствительной области детектора составляла  $50 \text{ mm}^2$ , толщина - 2,5 мм, энергетическое разрешение спектрометра составляло около 700 эВ. Спектры снимались на 512-канальном анализаторе в течение 2 месяцев, экспозиция при каждом измерении составляла 1-2 часа. Калибровка спектрометра по относительной эффективности проводилась с помощью источников  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{109}\text{Cd}$  и  $^{57}\text{Co}$ . Точность калибровки в рабочем диапазоне энергий составила от 3 до 9%. Спектры раскладывались на составляющие с учетом экспериментальной формы линии, известных соотношений  $K_a/K_b$  и фона от  $\gamma$ -излучения.

В результате анализа были определены относительные интенсивности рентгеновского и мягкого  $\gamma$ -излучения, возникающего в результате  $\beta$ -распада ряда продуктов деления с периодами полу-распада свыше нескольких часов. Относительные интенсивности линий были приведены к моменту окончания облучения по известным формулам накопления и распада продуктов. Из относительных интенсивностей с использованием значений квантовых выходов соответствующих излучений были определены выходы ядер  $^{99}\text{Mo}$ ,  $^{103}\text{Ru}$ ,  $^{109}\text{Pd}$ ,  $^{132}\text{Te}$ ,  $^{133}\text{I}$ ,  $^{140}\text{Ba}$ ,  $^{141}\text{Ce}$ ,  $^{143}\text{Ce}$  и  $^{153}\text{Sm}$  по отношению к выходу  $^{147}\text{Nd}$ .

С целью экспериментального определения плохо известных квантовых выходов рентгеновского излучения некоторых продуктов, в частности  $^{147}\text{Nd}$ , параллельно проводились измерения спектров в области от 14 до 300 кэВ на спектрометре мягкого электромагнитного излучения с германиевым (радиационным) детектором; площадь чувствительной области этого детектора составляла  $50 \text{ mm}^2$ , толщина - 1,6 мм, энергетическое разрешение спектрометра - около 700 эВ. Вся процедура измерений, калибровки спектрометра и обработки спектров была аналогичной вышеописанной.

В результате анализа спектров было получено отношение для  $\gamma$ -излучения с энергией 91 кэВ  $^{147}\text{Nd}$ . Значение квантового выхода  $\gamma$ -излучения составляет  $0,28 \pm 0,02$  [2], полученное значение квантового выхода оказалось равным  $0,37 \pm 0,03$  и в пределах ошибок совпало с известным ( $0,405 \pm 0,045$  [3]). Значения квантовых выходов излучений, сопровождающих  $\beta$ -распад других продуктов, брались из таблиц (см., например, [3]) или рассчитывались по известным схемам распада, данным по коэффициентам конверсии и выходам флюoresценции.

Значения выходов ядер, полученные в работе, приведены в таблице, в которой даны также значения выходов ядер, усредненные по данным работ [4-6].

Ядро	Относительный выход	
	Данные настоящей работы	Средний по данным радиохимических работ [4-6]
$^{99}Mo$	$0,5 \pm 0,1$	$0,59 \pm 0,02$
$^{103}Ru$	$1,4 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,1$
$^{109}Pd$	$1,2 \pm 0,3$	$1,5 \pm 0,2$
$^{132}Te$	$0,5 \pm 0,1$	$0,44 \pm 0,07$
$^{133}I$	$0,6 \pm 0,1$	$0,73 \pm 0,09$
$^{140}Ba$	$1,2 \pm 0,2$	$1,36 \pm 0,07$
$^{141}Ce$	$1,5 \pm 0,4$	$1,32 \pm 0,06$
$^{143}Ce$	$1,1 \pm 0,3$	$1,38 \pm 0,08$
$^{147}Nd$	$1,0$	$1,0$
$^{153}Sm$	$0,24 \pm 0,06$	$0,301 \pm 0,008$

Для всех идентифицированных продуктов значения выходов в пределах ошибок совпадают с усредненными результатами радиохимических исследований. Величина ошибок определяется точностью калибровки спектрометров по эффективности, которая при наличии достаточного количества калибровочных источников может быть не выше 2-3%.

Наблюдающееся совпадение с литературными данными свидетельствует о применимости предлагаемого метода.

#### Л и т е р а т у р а

1. Б.М.Александров и др. ЖЭТФ, 15, 652 (1972).
2. M.A.Wakat. Nucl.Data, A8, 445 (1971).
3. M.J.Martin, P.H.Blichert-Toft. Nucl.Data Table, 8, 1 (1971).
4. Н.В.Сквородкин и др. Атомная энергия, 34, 365 (1973).
5. W.E.Nerwik. Phys.Rev., 119, 1685 (1960).
6. R.Harbour et al. Radiochim. Acta, 15, 146 (1971).

УГЛОВЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ  
СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ КАЛИФОРНИЯ-252 В ЗАВИСИМОСТИ  
ОТ МАСС И КИНЕТИЧЕСКИХ ЭНЕРГИЙ ОСКОЛКОВ

Ю.А.Васильев, Л.В.Сидоров, Н.М.Чулков  
(Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова)

Аннотация

Измерены спектры нейтронов под углами  $\theta \sim 0^\circ$ ,  $180^\circ$  и  $70^\circ$  к направлению движения тяжелых осколков разных масс и кинетических энергий. Обнаружены значительные отклонения от гипотезы изотропного испарения нейтронов из полностью уско-ренных осколков.

Abstract

Neutron spectra at  $0^\circ$ ,  $180^\circ$  and  $70^\circ$  relative to the direction of motion of heavy fission fragments of various masses and kinetic energies have been measured. Significant deviations from the hypothesis of isotropic evaporation of the neutrons by fully accelerated fragments were established.

Исследования энергетических спектров нейтронов, испускаемых при делении ядер под различными углами к направлению движения осколков деления, могут дать интересные сведения о том, на какой стадии деления происходит эмиссия нейтронов, и о состоянии ядерной материи на этой стадии. В работах [1, 2] было показано, что нейтроны испускаются в основном изотропно из полностью уско-ренных осколков. В тех же работах и в работе [3] наблюдалась, однако, и заметные аномалии в угловых и энергетических распределениях нейтронов, которые можно было объяснить эмиссией части нейтронов в процессе ускорения осколков или на еще более ранних стадиях деления [4, 5].

В связи с тем, что данные об этом "дополнительном" компоненте нейтронов деления не являются достаточно полными<sup>x</sup>, нами

<sup>x</sup> В обзорном докладе на симпозиуме в Рочестере ставится под сомнение даже сам факт существования этого компонента.

начаты исследования энергетических спектров нейтронов спонтанного деления калифорния-252 под разными углами к направлению движения осколков в зависимости от масс и кинетических энергий осколков. Измерения ведутся на  $4\pi$ -спектрометре нейтронов [6]. По одной из осей спектрометра установлены стартовые и концевые детекторы осколков деления и скорости обоих осколков определяются по времени пролета ими расстояний  $\sim 1,5$  метров. Сцинтиляционные счетчики нейтронов  $4\pi$ -спектрометра образуют относительно направления разлета осколков десять поясов; угловая чувствительность счетчиков в поясах  $f(\theta)$  приведена в докладе [6].

В настоящее время проведена первая серия измерений на спектрометре. Активность слоя калифорния-252 в этих измерениях была небольшой (3000 спонт. делений/сек) и за 100 часов было зарегистрировано  $\sim 2,0 \times 10^5$  парных осколков деления. Все счетчики нейтронов зарегистрировали при этом  $2,8 \times 10^5$  нейтронов с энергиями в интервале от 0,5 до 7 Мэв (и  $5,7 \times 10^5$   $\gamma$ -квантов).

В результате частичной обработки экспериментальных данных определены временные распределения нейтронов, зарегистрированных всеми тридцатью двумя счетчиками, в нескольких диапазонах масс и кинетических энергий осколков. Средние массы тяжелых осколков  $M_t$  и полные кинетические энергии осколков в этих диапазонах  $E_{\text{кин},\text{полн}}$  приведены в таблице. Величины  $\Delta M_t$  и  $\Delta E_{\text{кин},\text{полн}}$  были равны 6-7 а.е.м. и 15-17 Мэв. Для счетчиков первого и десятого поясов, расположенных под малыми углами к направлению разлета осколков, а также для счетчиков четвертого пояса, находящихся под углом  $\bar{\theta} \approx 70^\circ$  к направлению движения тяжелых осколков, были затем рассчитаны энергетические спектры нейтронов  $n(E_k)$  по соотношению

$$n(E_k) = \frac{N(E_k)}{\bar{N}(E_k)} \bar{n}(E_k),$$

где  $N(E_k)$  и  $\bar{N}(E_k)$  - распределения нейтронов в измерениях спектров и при калибровке на среднем спектре нейтронов спонтанного деления калифорния-252  $\bar{n}(E_k)$  [7]. В распределения  $N(E_k)$  и  $\bar{N}(E_k)$  были введены поправки на

собственный фон и разрешение счетчиков, на просчеты нейтронов и фон рассеянных нейтронов. В расчетах поправок на рассеяние угловое распределение нейтронов принималось близким к реальному.

На первом этапе обработки представлялось естественным попытаться объяснить полученные спектры в рамках гипотезы изотропного испарения нейтронов из полностью ускоренных осколков. Как и в работе [1], спектры нейтронов в системе центра масс осколков  $\nu$  (?) были приняты в виде

$$\nu(\nu) = \sqrt{2} \sum_{i=1}^{i=3} \frac{\alpha_i}{T_i^2} \exp(-\nu/T_i),$$

где параметры  $\nu$ ,  $\alpha_i$ ,  $T_i$  определялись сравнением расчетных и экспериментальных спектров под малыми углами к направлению разлета осколков. Затем были рассчитаны спектры нейтронов под углом  $\theta \approx 70^\circ$  к направлению движения тяжелых осколков. Во всех расчетах учитывалась угловая чувствительность счетчиков  $f(\theta)$ .

Результаты обработки приведены в таблице и на рис. I и 2. Полученные нами числа нейтронов  $\nu$  и средние энергии нейтронов в СЦМ легких и тяжелых осколков  $\bar{\nu}$  в зависимости от масс и полных кинетических энергий осколков удовлетворительно согласуются с данными работы [1] (рис. I).

$M_T$ , а.е.м.	$E_{\text{кин.полн.}}$ , Мэв	$\nu_T$	$\nu_L$	$\bar{\nu}_T$ , Мэв	$\bar{\nu}_L$ , Мэв	$\xi$	$\bar{E}_{\text{доп.нейтр.}}$ , Мэв
I46,5	I70,I	2,86	2,63	I,32	I,25	0,18	2,76
I46,8	I85,5	I,83	I,54	I,II	I,20	0,43	I,99
I43,9	I77,3	2,I2	2,83	I,18	I,37	0,25	2,19
I44,0	I93,2	I,20	I,28	0,99	I,00	0,86	I,89
I38,I	I94,I	I,02	I,84	I,16	I,03	I,26	I,94
I34,9	202,9	0,56	I,72	I,93	I,08	2,9I	I,70

Сравнение экспериментальных и расчетных спектров нейтронов под углом  $\theta \approx 70^\circ$  к направлению движения тяжелых осколков показало, что во всех диапазонах осколков экспериментальные спектры интенсивнее расчетных. На рис.2 приведены спектры в двух диапазонах, результаты количественного сравнения см. в таблице.

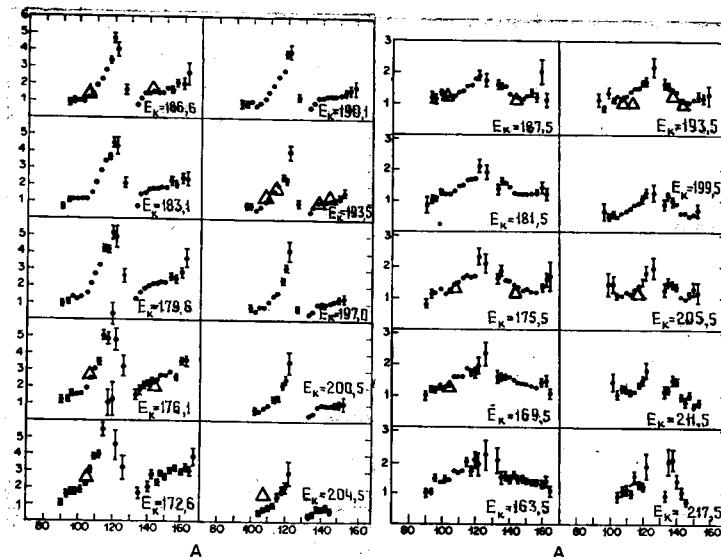


Рис.1. Число нейтронов  $\gamma$  и средняя энергия нейтронов в СЦМ осколков  $\tilde{\gamma}$  в зависимости от масс и полных кинетических энергий осколков:

- — данные работы [1];
- △ — результаты настоящей работы

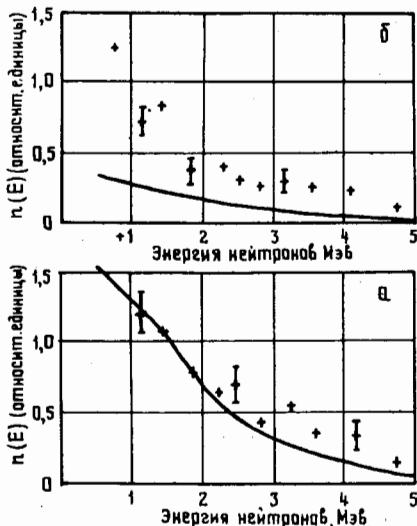


Рис.2. Спектры нейтронов под  $\theta \approx 70^\circ$  к направлению движения тяжелых осколков:

+ - эксперимент;

— — изотропное испарение нейтронов в СПМ  
осколков (расчет);

*a* —  $\bar{M}_T = 146,5$  а.е.м.,  $\bar{E}_{\text{полн.кин}} = 170,1$  Мэв;

*b* —  $\bar{M}_T = 134,9$  а.е.м.,  $\bar{E}_{\text{полн.кин}} = 202,9$  Мэв

В таблице даны отношения числа "дополнительных" нейтронов в интервале энергий 0,5 – 5 Мэв к числу нейтронов испарения в том же интервале  $\xi$ , а также средние энергии "дополнительных" нейтронов  $\bar{E}_{\text{доп.нейтр}}$ . Как видно, наблюдается увеличение доли "дополнительных" нейтронов и уменьшение их энергии с уменьшением энергии возбуждения осколков и при более симметричном делении (или при делении с образованием магических тяжелых осколков).

Результаты обработки свидетельствуют о том, что изотропное в системе центра масс полностью ускоренных осколков испарение нейтронов не является ни единственным, ни даже доминирующим процессом образования нейтронов деления в довольно широком диапазоне масс и полных кинетических энергий осколков спонтанного деления калифорния-252. Для получения большей информации о "дополнительных" нейтронах начата обработка экспериментальных спектров под всеми углами к направлению разлета осколков.

#### Л и т е р а т у р а

1. Bowman H.B., Milton J.C.D., Thompson S.G., Swiatecki W.J. Phys.Rev., 129, 2133, 1963.
2. Skarsvag K. and Bergheim K. Nucl.Phys., 45, 72, 1963.
3. М.В.Блинов, Н.М.Казаринов, И.Т.Крисюк. Я.Ф. I6, II55, 1972.
4. Г.А.Пик-Пичак. Я.Ф., I0, 32I, 1962.
5. Fuller R.W. Phys.Rev., 126, 685, 1962.
6. Ю.А.Васильев, Л.В.Сидоров и др. Доклад на III Всесоюзном совещании по нейтронной физике, Киев, 1975.
7. Green L., Mitchell J.A. and Steen N.M. Nucl.Sci. and Engineering, 50, 257, 1973.

ЧИСЛО И СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ФИКСИРОВАННЫХ ОСКОЛКОВ  
ПРИ СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ  $Cf^{252}$

В.М.Пиксайкин, П.П.Дьяченко, Л.С.Куцаева  
( физико-энергетический институт )

Аннотация

В работе описывается метод измерения и обработки данных по числу и средней энергии нейтронов деления в зависимости от массы и суммарной кинетической энергии осколков при спонтанном делении калифорния-252. Информация о массах и энергиях осколков получалась методом измерения их кинетических энергий поверхностно-барьерными кремниевыми детекторами. Спектры нейтронов измерялись сцинтилляционным спектрометром протонов отдачи с использованием схемы разделения нейтронов и  $\gamma$ -лучей. Измерения выполнены для двух углов между линией разлета осколков и направлением движения нейтронов - 8,7° и 90°. Полученные данные сравниваются с результатами других авторов и обсуждаются в рамках существующих представлений о механизме испускания нейтронов.

Abstract

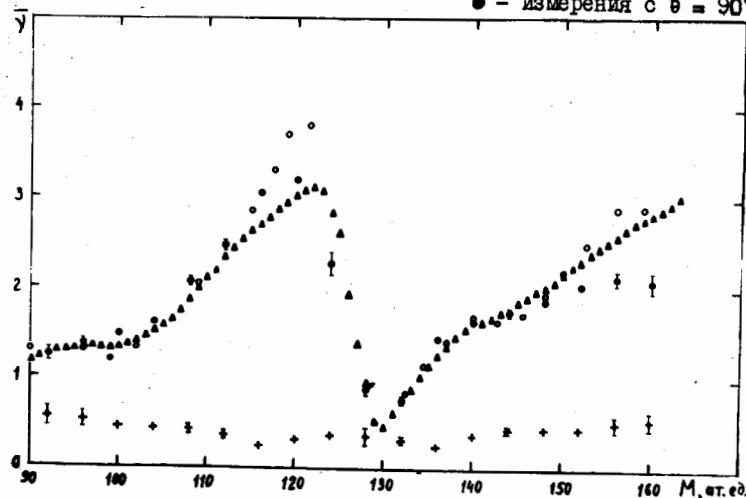
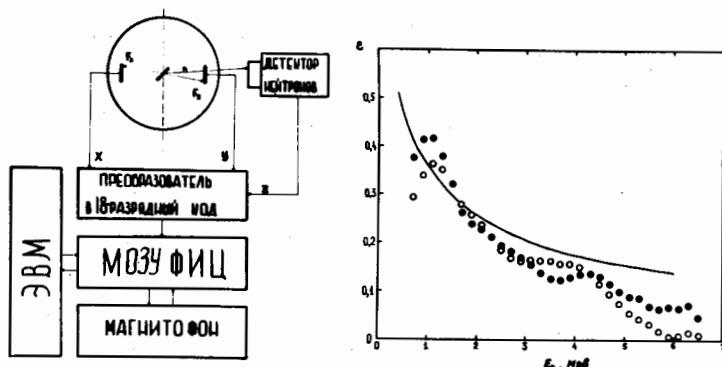
The paper describes the method for measuring and handling the data on the number of prompt neutrons and their average energies in correlation with the mass and total kinetic energy of Cf-252 spontaneous fission fragments. The information about the fragment masses and the fragment energies was obtained by means of measurements of the fragment kinetic energy using the silicon surface-barrier detector. The neutron spectra were measured by means of the proton recoil scintillator detector with the gamma-rays discrimination. Measurements have been made for two angles between a neutron and fragment direction of motion - 8,7° and 90°. The results obtained are compared with the results of other authors.

В последнее время большое внимание уделяется исследованию свойств спонтанного деления  $Cf^{252}$ . Интерес к этому изотопу обусловлен рядом причин и прежде всего тем, что он

является удобным объектом для изучения механизма деления ядер. Кроме того, исследование его свойств стимулируется практическими потребностями, в частности тем, что многие характеристики спонтанного деления калифорния приняты в качестве стандартных при измерении ядерно-физических величин, относящихся к другим ядрам. Тем не менее, некоторые закономерности, наблюдаемые при спонтанном делении Cf 252, пока еще установлены недостаточно однозначно. Так, например, имеются существенные разногласия в данных по зависимости среднего числа нейтронов деления от массы и особенно от энергии осколков, полученных двумя наиболее распространенными способами — методом времени пролета (м.в.п.) /1/ и методом большого бака с жидким спиритом (ж.с.б.) /2/. Неясным является вопрос о природе спектра нейтронов, а также о наличии изотропной компоненты для л.с. в их угловом распределении и др. В связи с этим нам представлялось интересным провести измерения числа и спектров нейтронов из фиксированных осколков еще одним способом, который в некотором смысле является средним между методами м.в.п. и ж.с.б. В нашем эксперименте информация о массах осколков извлекалась из данных по измерению их кинетических энергий, а спектры нейтронов измерялись спиритуационным спектрометром протонов отдачи.

#### Метод измерений

На рис. I показана блок-схема эксперимента. Осколки регистрировались двумя кремниевыми поверхностью-барьерными детекторами диаметром 2 см, расположенными на расстоянии 13 см друг от друга. Мишень Cf 252 интенсивностью 10<sup>5</sup> дед/сек и диаметром 7 мм располагалась посередине между детекторами. Она была изготовлена методом самораспыления калифорния в электрическом поле на пленку из окиси алюминия толщиной 30 мкг/см<sup>2</sup> с образца весом 1,5 мкг. Чтобы предотвратить самораспыление Cf в измерительной камере, мишень со стороны слоя закрывалась такой же пленкой. Камера была изготовлена из нержавеющей стали толщиной 0,5 мм и представляла собой цилиндр с полусферическими крышками ( $\phi = 162$  мм,  $H = 350$  мм). В процессе измерений камера откачивалась до



давления  $10^{-2}$  мм рт.ст. Детектор нейтронов (кристалл стильтбена,  $\phi = 34$  мм,  $H = 23$  мм и ФЭУ-13) располагался на расстоянии 10,5 см от мишени  $Cf^{252}$ . В эксперименте применялась схема разделения нейтронов и  $\gamma$ -лучей /3/, обеспечивающая понижение эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов в 50 раз при энергии нейтронов  $E_n$ , соответствующей порогу детектора ( $E_n \sim 400$  кэв), и в большее число раз при больших  $E_n$ . Так, при энергии  $E_n \sim 7$  Мэв, соответствующей верхней границе спектра, измеряемого в работе, эффективность регистрации  $\gamma$ -лучей поникалась примерно в 500 раз.

Измерения были проведены с использованием физического измерительного центра (ФИЦ) ФЭИ. Импульсы, поступающие по координатам  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  преобразовывались в 18-разрядный двоичный код. По каждой из координат использовалось 6 двоичных разрядов. В эксперименте применялся так называемый буферный режим, т.е. информация в виде кодов предварительно накапливалась в МОЗУ, а затем после его заполнения переписывалась на магнитную ленту. В таком режиме увеличивалось быстродействие системы и существенно сокращалось время при последующей сортировке данных. Всего было выполнено две серии измерений, соответствующих двум положениям нейтронного детектора относительно линии разлета регистрируемых осколков. Согласно приведенным расчетам, средние углы между направлениями движения нейтронов и осколков, а также ширины на половине высоты угловых распределений для этих положений детектора составляли  $8,7^\circ$ ;  $90^\circ$ ;  $9,8^\circ$ ;  $14,9^\circ$ , соответственно. Зависимость эффективности детектора нейтронов  $\delta$  от их энергии  $E_n$  получалась в процессе калибровочных измерений в предположении, что интегральный спектр нейтронов  $Cf^{252}$  имеет стандартный вид. С этой целью рабочая мишень заменилась калибровочным полупроводниковым детектором осколков и слоем  $Cf^{252}$  интенсивностью  $3 \cdot 10^3$  нейтр/сек, расположенным на расстоянии 0,5 мм от поверхности детектора. В такой геометрии регистрировалось около 95% актов делений, происходящих в калибровочном источнике.

Эксперимент проводился в циклическом режиме. Причем каждый цикл состоял из трех выполняемых поочередно типов измерений: совпадений осколок-нейtron (калибровка), совпадений осколок-осколок и совпадений осколок-осколок-нейtron. При этом заполнялись 2048, 2048 и 8192 ячеек МОЗУ ФИЦ, после чего следовала запись на магнитную ленту в зоны I, 2, 3, соответственно, и т.д. Одновременно с каждым из типов измерений пересчетным прибором регистрировались: число отсчетов калибровочного детектора, число отсчетов детектора X и число совпадений осколок-осколок. Измерения для  $\langle\theta\rangle = 8,7^\circ$  были выполнены за 200 час, а для  $\langle\theta\rangle = 90^\circ$  за 550 час. В результате для  $\langle\theta\rangle = 8,7^\circ$  и  $\langle\theta\rangle = 90^\circ$  было зарегистрировано совпадений осколок-нейtron  $3,28 \cdot 10^5$  и  $1,43 \cdot 10^5$ , совпадений осколок-осколок  $1,80 \cdot 10^5$  и  $1,47 \cdot 10^5$ , совпадений осколок-осколок-нейtron  $1,02 \cdot 10^6$  и  $6,0 \cdot 10^5$  соответственно.

Смена режимов в цикле производилась без нарушения вакуума в камере и условий работы аналоговой аппаратуры. Во время измерений один раз в сутки производилась, если это требовалось, коррекция усиления и порогов в трактах X, Y, Z - в трактах X, Y по одномерным спектрам кинетических энергий осколков, в тракте Z по спектрам электронов комптоновского рассеяния  $Cs^{137}$  и  $Co^{60}$ .

#### Обработка данных

На первом этапе обработки данных производилась их сортировка. В результате сортировки информации, записанной в зоне I, получался аппаратурный спектр нейтронов, соответствующий набору  $1,07 \cdot 10^8$  (для  $\langle\theta\rangle = 8,7^\circ$ ) и  $4,37 \cdot 10^7$  (для  $\langle\theta\rangle = 90^\circ$ ) делений калибровочного источника. Далее в режиме оперативной связи ФИЦ с ЭВМ /4/ этот спектр обрабатывался по соответствующей программе с целью получения зависимости эффективности детектора нейтронов  $\mathcal{E}$  от их энергии  $E_n$ . В этой программе производилось преобразование аппаратурного спектра в спектр протонов отдачи методом грушировки (для зависимости светового выхода кристалла от энергии протонов использовалась полуземпирическая формула /5/), дифференцирование со сглаживанием /6/ и определение  $\mathcal{E}(E_n)$  в предположении,

что интегральный спектр нейтронов спонтанного деления  $\text{Ce}^{252}$  имеет стандартную максвелловскую форму с параметром  $T=1,43$  Мэв /7/. Полученные кривые эффективности показаны на рис.2.

Сортировка данных, записанных в зоне 2, давала распределение осколков по амплитудам импульсов  $N_{q\beta}(X,Y)$ , которое затем преобразовывалось в массив  $N(M,E_K)$ . Т.е. получалось распределение осколков по их мгновенным массам  $M$  и суммарным кинетическим энергиям  $E_K$ . При этом оказалось, что массивы  $N(M,E_K)$ , соответствующие измерениям под углами  $8,7^\circ$  и  $90^\circ$ , в пределах ошибок совпадают между собой, и в дальнейшем в качестве опорного использовалось распределение  $N(M,E_K)$ , соответствующее углу  $8,7^\circ$ .

В результате сортировки данных, записанных в зоне 3, было получено 64 двумерных распределения осколков по амплитудам импульсов  $N_{Tp}(X,Y)$ , каждое из которых соответствует определенному каналу  $i$  в аппаратурном спектре нейтронов. Из-за недостаточной статистической точности в последних каналах нейтронных спектров в дальнейшем было целесообразно ограничиться рассмотрением первых 39 массивов. Далее массивы  $N_{Tp}(X,Y)$  преобразовывались к виду, соответствующему мгновенным массам и суммарным кинетическим энергиям осколков. В отличие от подобной программы для обработки  $N_{q\beta}(X,Y)$ , здесь учитывалась поправка к кинетической энергии осколка на отдачу после испускания нейтрона /8/. Затем массивы  $N_{Tp}(M,E_K)$  группировались в "боксы" /9/ размерностью 4 ат.ед.  $\times$  4 Мэв и сортировались с целью получения аппаратурных спектров нейтронов в зависимости от  $M$  и  $E_K$ . В результате было получено 306 спектров для масс от 92 по 160 с шагом 4 ат.ед. и суммарных кинетических энергий от 152 по 216 с шагом 4 Мэв для измерений под углом  $8,7^\circ$  и такое же количество спектров для угла  $90^\circ$ .

Спектры нейтронов в л.с.к. получались из аппаратурных с помощью программы, аналогичной той, по которой вычислялась эффективность. Отличие состояло в том, что в этом случае определялся спектр нейтронов, а эффективность была известна. Для определения спектра нейтронов в системе координат движущегося осколка (с.ц.и.) использовалась итерационная процедура /9/, позволяющая учесть вклад нейтронов из дополнительных источников.

тельного осколка и определить изотропную в л.с.к. компоненту нейтронов деления. Первый шаг этой процедуры основан на предположении, что в измерениях под углом  $8,7^\circ$  регистрируются нейтроны, летящие только из осколка, движущегося в направлении нейтронного детектора. Причем, нейтроны испаряются из полностью ускоренного осколка и изотропно в его системе координат. На втором шаге учитывался вклад нейтронов из осколка, движущегося в противоположном направлении. На третьем - привлекались данные для угла  $90^\circ$  и вычислялась изотропная компонента. Здесь следует отметить, что ограниченная статистическая точность не позволяла получить спектры в с.ц.и. для  $E_n > 1,5$  Мэв. Поэтому на первом этапе итерационной процедуры производилась искусственная достройка спектров в предположении, что энергетическое распределение нейтронов в с.ц.и. описывается формулой Максвелла. Необходимый в этом случае параметр  $T$  определялся методом наименьших квадратов по измеренному участку спектра.

#### Результаты и обсуждение

Окончательные результаты, полученные в работе, были представлены в виде таблиц, которые характеризуют: опорное распределение осколков по мгновенным массам и суммарным кинетическим энергиям  $N_{\text{об}}(M, E_k)$ , необходимое для вычисления величин  $\eta$ , распределения суммарного числа нейтронов  $N_{\text{тр}}^{\text{сум}}(M, E_k)$  и их средней энергии  $\bar{E}_n(M, E_k)$  по массам и суммарным кинетическим энергиям осколков в с.ц.и. и аналогичные распределения  $N_{\text{тр}}^{\text{изотр}}(M, E_k)$  и  $\eta^{\text{изотр}}(M, E_k)$ , соответствующие нейtronам изотропной в л.с.к. компоненты. Величины  $N_{\text{тр}}^{\text{сум}}$  представляют собой суммарные числа нейтронов, испущенных за время измерений из полностью ускоренных осколков. Величины  $N_{\text{тр}}^{\text{изотр}}$  соответствуют числу нейтронов, испущенных за время измерений в пределах телесного угла  $\Omega$  нейтронного детектора изотропно в л.с.к.

Ввиду большого объема цифрового материала в данной работе эти таблицы не приводятся и обсуждаются лишь наиболее характерные особенности полученных данных. Цифровые данные могут быть получены через Обнинский центр ядерных данных.

### Надежность данных.

Как уже отмечалось выше, в эксперименте диапазон измеряемых энергий нейтронов был ограничен и для его достройки использовалось предположение о стандартной максвелловской форме спектра в с.ц.и. Это могло служить источником некоторой неопределенности данных. Для ее оценки был вычислен интегральный спектр нейтронов в л.с.к. С этой целью данные, соответствующие с.ц.и., были преобразованы в л.с.к., проинтегрированы по всем массам, энергиям и углам, а затем просуммированы с аналогичными интегральными данными, соответствующими изотропной компоненте. В результате обработки интегрального спектра нейтронов полученный параметр  $T$  составил 1,35 Мэв. Эти результаты достаточно близки к соответствующим результатам прямых измерений интегрального спектра мгновенных нейтронов деления в работах /15 - 19/, где величина параметра  $T$  лежит в пределах  $1,39 \pm 0,04$  +  $1,437 \pm 0,016$ , и /20/, в которой величина  $V$  оценена равной 3,756. Средний вклад изотропной компоненты при этом, по нашим данным, составляет 20%.

Ошибки, связанные со статистическими неопределенностями измерений, определялись методом раскачки исходных аппаратурных спектров нейтронов по нормальному закону с  $\sigma^2$ , определяемым статистической точностью числа отсчетов. При этом предполагалось, что для разных каналов они не коррелируют между собой и распределены по случайному закону. В качестве ошибок принимался среднеквадратичный разброс  $\delta$  величин  $N_{tr}$  и  $\eta$ , полученных в результате обработки десяти таких спектров для угла  $8,7^\circ$  и такого же количества спектров для угла  $90^\circ$ . Ввиду большой трудоемкости расчетов этим методом были определены ошибки только для шести значений  $M$  и  $E_k$ . Далее, по этим данным строилась полуэмпирическая зависимость величин  $\delta$  от статистики и во всех остальных случаях ошибка определялась с ее помощью.

### Зависимости $\bar{V}(M)$ и $\bar{\eta}(M)$ .

Величины  $\bar{V}(M)$  и  $\bar{\eta}(M)$  вычислялись с помощью следую-

ших соотношений:

$$\bar{V}(M) = \frac{\left[ \sum_{E_k} N_{TP}^{CIII}(M, E_k) \right] \left[ \sum_{M, E_k} N_{gf}(M, E_k) \right]}{\sum_{E_k} N_{gf}(M, E_k)} - \frac{1}{\sum_{E_k} N_{gf}(M, E_k)} +$$

$$+ \frac{2\pi}{\Omega} \frac{\left[ \sum_{E_k} N_{TP}^{A.C.K.}(M, E_k) \right] \left[ \sum_{M, E_k} N_{gf}(M, E_k) \right]}{N_3 \cdot \sum_{E_k} N_{gf}(M, E_k)} ;$$

$$\bar{\eta}(M) = \frac{\sum_{E_k} \eta^{CIII} N_{TP}^{CIII}(M, E_k) + \frac{2\pi}{\Omega} \sum_{E_k} \eta^{A.C.K.} N_{TP}^{A.C.K.}(M, E_k)}{\sum_{E_k} N_{TP}^{CIII}(M, E_k) + \frac{2\pi}{\Omega} \sum_{E_k} N_{TP}^{A.C.K.}(M, E_k)}$$

На рис.3,4 показаны зависимости  $\bar{V}(M)$  и  $\bar{\eta}(M)$  вместе с соответствующими данными из работ /1,2/. Видно, что кривая  $\bar{V}(M)$ , полученная в настоящей работе, ближе к соответствующим данным из работы /2/, чем из /1/. Причины разногласия результатов работ /1/ и /2/ подробно обсуждаются в работе /2/, и ее авторы приходят к выводу, что основной из них является то, что авторы работы /1/ при обработке данных не принимали во внимание поправку на отдачу осколка после испускания нейтрона. Величины  $\bar{V}$  и  $\bar{V}_1/\bar{V}_T$ , вычисленные из данных по  $\bar{V}(M)$ , составляют 3,87 и 1,27, соответственно. Что касается данных по  $\bar{\eta}(M)$ , то здесь наблюдается удовлетворительное согласие между результатами настоящей работы и работы /1/. Исключение составляет разногласие в области осколков, близких к "дважды магическому" с массой 132. О причинах этого разногласия судить трудно. Можно лишь сказать, что в отличие от ситуации с  $\bar{V}(M)$ , в данном случае она не связана с эффектом отдачи. Об этом свидетельствуют результаты наших контрольных расчетов без учета отдачи. Характер кривой  $\bar{\eta}(M)$  при включении этой поправки существенно не меняется.

#### Зависимости $\bar{V}(E_k)$ и $\bar{\eta}(E_k)$ .

Величины  $\bar{V}(E_k)$  и  $\bar{\eta}(E_k)$  вычислялись с помощью следующих соотношений:

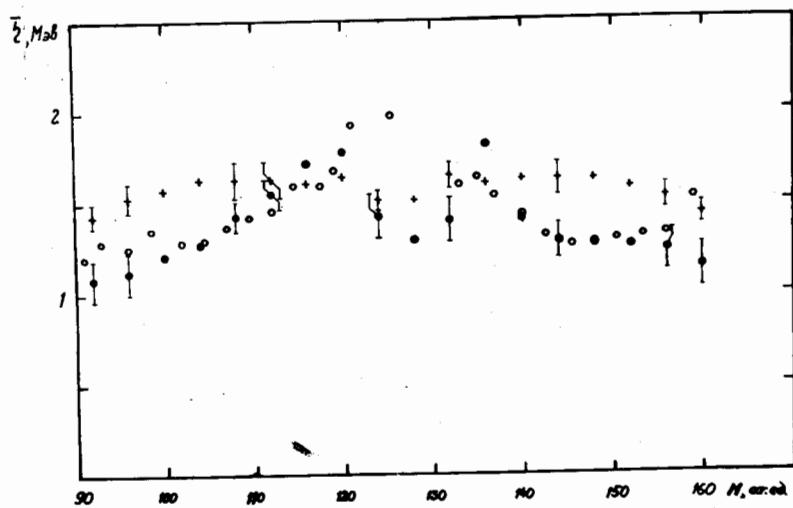


Рис.4. Средняя энергия нейтронов в с.ц.и.  
в зависимости от массы осколка:  
 ● - результаты данной работы;  
 ○ - результаты работы /1/;  
 + - результаты для изотропной  
компоненты.

$$\bar{V}(E_k) = \frac{\sum_{M, E_k} N_{g\ell}(M, E_k)}{N_3} \left[ \frac{\sum_{M_A} N_{TP}^{C.U.}(M, E_k)}{\sum_{M_A} N_{g\ell}(M, E_k)} + \frac{\sum_{M_T} N_{TP}^{C.U.}(M, E_k)}{\sum_{M_T} N_{g\ell}(M, E_k)} + \frac{4\pi}{\Omega} \frac{\sum_{M_A} N_{TP}^{A.C.K.}(M, E_k)}{\sum_{M_A} N_{g\ell}(M, E_k)} \right];$$

$$\bar{\eta}(E_k) = \frac{\sum_M \eta_{C.U.} N_{TP}(M, E_k) + \sum_{M_A} \eta_{A.C.K.} N_{TP}^{A.C.K.}(M, E_k)}{\sum_M N_{TP}^{C.U.}(M, E_k) + \sum_{M_A} N_{TP}^{A.C.K.}(M, E_k)}.$$

Полученные результаты приведены на рис.5,6. Там же показаны соответствующие данные из работ /I,2/. Кривая  $\bar{V}(E_k)$ , полученная в настоящей работе, лучше согласуется с результатами работы /2/. Причина этого обстоятельства, также как и в случае с  $\bar{V}(M)$ , связана с влиянием эффекта отдачи. В зависимости  $\bar{\eta}(E_k)$  результаты настоящей работы удовлетворительно согласуются с результатами работы /I/. Исключение здесь составляют разногласия на границах измеряемого диапазона  $E_k$ . Обратный наклон кривой  $\bar{V}(E_k)$   $(\frac{\partial V}{\partial E_k})^{-1}$ , согласно нашим данным, составляет 11,5 Мэв. По данным работы /I,2/ эта величина составляет 6,5 и 13,1 Мэв соответственно. Как уже отмечалось в работе /2/, поскольку распределение масс зависит от  $E_k$ , таким способом определенная величина  $(\frac{\partial V}{\partial E_k})^{-1}$  не характеризует энергию, необходимую для испускания нейтрона. Чтобы определить последнюю, необходимо рассмотреть  $(\frac{\partial V}{\partial E_k})^{-1}$  для фиксированных масс. Соответствующие данные приведены на рис.7. На этом же рисунке показаны аналогичные данные из работы /2/. Средняя энергия, необходимая на испускание одного нейтрона, согласно нашим данным, несколько меньше и составляет  $\sim 7$  Мэв.

#### Компонента нейтронов, изотропная в л.с.к.

Как уже отмечалось выше, согласно данным, полученным в настоящей работе, среднее число нейтронов, угловое распределение которых изотропно в л.с.к., составляет 20% от полного числа нейтронов, испускаемых на акт деления. Примерно такая же доля изотропной компоненты наблюдалась в более ранних исследованиях деления  $U^{235}$  тепловыми нейтронами и спонтанного деления  $Cf^{252}$  /I, II, IV/. Очевидно, что для выяснения

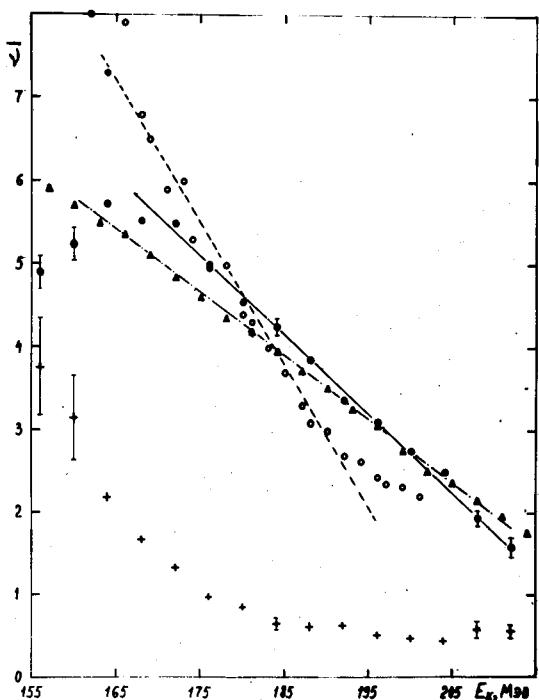


Рис.5. Среднее число нейтронов в зависимости от полной кинетической энергии осколков:  
 ● — результаты данной работы;  
 ○ — результаты работы 1/1;  
 ▲ — результаты работы 1/2;  
 + — результаты для изотропной компоненты

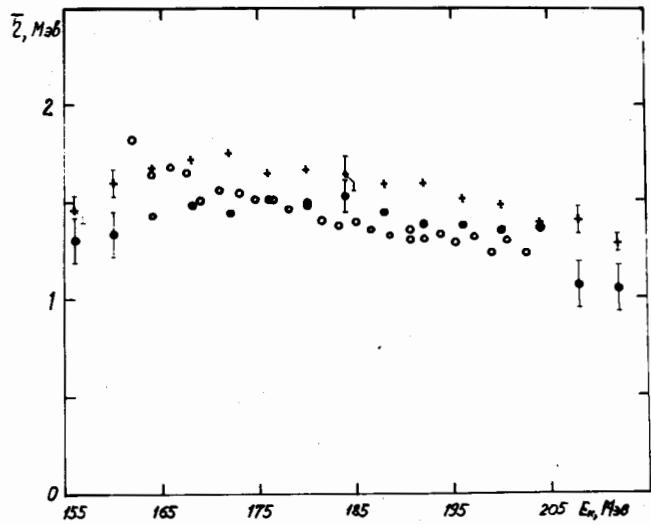


Рис.6. Средняя энергия нейтронов в зависимости от полной кинетической энергии осколков:  
 ● - результаты данной работы;  
 ○ - результаты работы 1/1;  
 + - результаты для изотропной компоненты

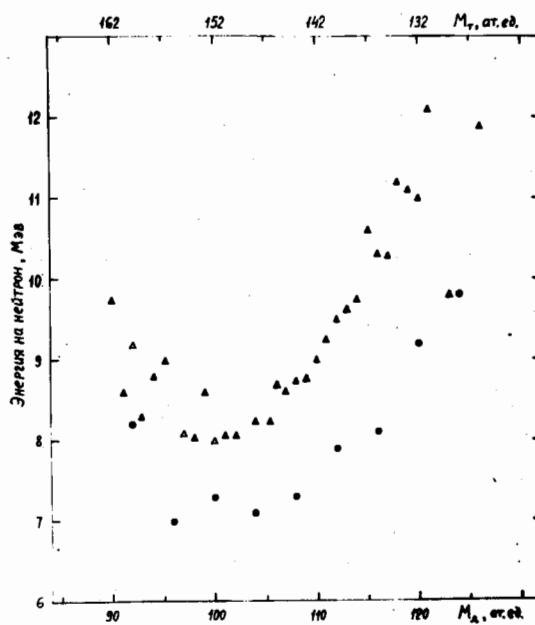


Рис.7. Зависимость энергии, необходимой на испускание нейтрона, от способа деления

природы изотропной компоненты значительный интерес представляют ее дифференциальные характеристики, в частности зависимости выхода и средней энергии таких нейтронов от способа деления и суммарной кинетической энергии осколков. Соответствующие данные, полученные в настоящей работе, приведены на рис.3-6. Наиболее характерные особенности этих данных заключаются в следующем. От отношения масс выход изотропной компоненты зависит слабо и лишь слегка увеличивается с ростом асимметрии деления. Зависимость от  $E_k$  более резкая: выход изотропной компоненты нелинейно растет с уменьшением суммарной энергии осколков и для  $E_k \sim 152 - 156$  Мэв достигает 50% от суммарного числа  $\sqrt{N}$ . Средняя энергия нейтронов изотропной компоненты как в зависимости от  $M$ , так и от  $E_k$ , как правило, несколько выше средней энергии нейтронов, испущенных из полностью ускоренных осколков.

Существует целый ряд гипотез о природе изотропной компоненты /12-14/. Их грубо можно разбить на два класса. Первый основан на предположении о неадиабатичности процесса образования осколков по отношению к нуклонным степеням свободы, второй — на возможности испарения нейтронов в процессе ускорения осколков. В настоящее время не представляется возможным ответить на вопрос, какая из этих моделей реализуется на самом деле. Вместе с тем, как нам кажется, наблюдаемая в данной работе корреляция характеристик нейтронов изотропной компоненты и нейтронов, испускаемых из полностью ускоренных осколков, свидетельствует в пользу предположения о возможности испускания нейтронов из осколков в процессе их ускорения.

#### Заключение

Зависимости среднего числа мгновенных нейтронов деления от массы и суммарной кинетической энергии осколков, полученные в настоящей работе, в целом удовлетворительно согласуются с данными, полученными методом большого бака с жидким сцинтиллятором и существенно отличаются от соответствующих данных работы /1/. Это обстоятельство подтверждает вывод, сделанный в работе /8/, о важности учета эффекта отдачи

осколка за счет испускания нейтронов при их регистрации в небольшом телесном угле. Наблюдаемые разногласия в данных настоящей работы и работы /1/ по средней энергии нейтронов в с.ц.и., по-видимому, также отчасти связаны с этим эффектом. Следует отметить, что результаты по  $\bar{V}(M)$  и  $\bar{\eta}(M)$  в значительной мере зависят от того, какая при обработке данных принимается гипотеза о природе изотропной компоненты, так как в эксперименте нет возможности установить, в каком отношении число нейтронов изотропной компоненты делится между осколками. Поскольку их вклад в полное число нейтронов довольно велик и, как видно из наших данных, для некоторых способов деления достигает 50%, то неточность имеющейся в настоящее время информации о  $\bar{V}(M)$  и  $\bar{\eta}(M)$ , обусловленная этим обстоятельством, по-видимому, составляет около  $\pm 10\%$ . Что касается данных о  $\bar{V}(E_k)$  и  $\bar{\eta}(E_k)$ , то они с этой точки зрения очевидно являются более надежными, так как для их получения не требуется информации о распределении изотропной компоненты между осколками. Таким образом, в настоящее время одной из наиболее важных задач в области исследования механизма эмиссии мгновенных нейтронов деления является дальнейшее изучение их изотропной компоненты. Помимо очевидного самостоятельного интереса новая информация о характеристиках такого типа нейтронов позволит уточнить имеющиеся в настоящее время данные об эмиссии нейтронов из осколков.

В заключение авторы считают своим долгом выразить признательность Н.Н.Семеновой за изготовление и наладку схемы разделения нейтронов и  $\gamma$ -лучей, М.З.Тараско и В.Н.Кабенину за помощь в обработке данных на ЭВМ, А.М.Ковалеву, Ю.В.Ларинову и А.И.Гончару за помощь в работе на ФИЦ, а также И.В. Исакову, И.А.Горохову и Л.В.Егоровой за участие в работе.

#### Л и т е р а т у р а

1. Bowman H. et al. Phys. Rev., 1962, vol.126, p.2120.
2. Nifenecker H. et al. Physics and Chemistry of Fission. IAEA, Vienna, 1974, vol.2, p.117.
3. Subbah B., Suhami A. Nucl. Instr. and Meth., 1968, 58, 1, 102.

4. Ефименко Б.А. и др. Препринт №ЭИ-353, 1972.
5. Кухтеевич В.И. и др. Однокристальный спиритилляционный спектрометр. М., Атомиздат, 1971.
6. Ланцов К. Практические методы прикладного анализа. М., Физматгиз, 1961.
7. Smith A.B. Prompt Fiss. Neutr. Spectra. IAEA, Vienna, 1972, 3.
8. Gavron A. Nucl. Instr. and Meth., 1974, vol.115, p.99.
9. Cheifetz E. et al. Phys. Rev. Lett., 1968, vol.21, p.36.
10. Skarsvag K. et al. Nucl. Phys., 1963, vol.45, p.72.
11. Kapoor S.S. et al. Phys. Rev., 1963, vol.131, p.283.
12. Ставинский В.С. ЖЭТФ, 36, 629, 1958.
13. Fuller R.W. Phys. Rev., 1962, vol.126, p.684.
14. Эйсмонт В.М. АЭ, 19, вып.2, 1965.
15. Ник-Пичак Г.А. АЭ, 10, 321, 1969.
16. Green L. Nucl. Sci. Eng., 1969, vol.37, p.232.
17. Werle H., Bluhm H. Prompt Fission Neutron Spectra (Proc. of Cons. Meeting), IAEA, Vienna, 1972, 65.
18. Green L. et al. Nucl. Sci. Eng., 1973, vol.50, p.257.
19. Condé H. et al. Phys. Chem. Fission. IAEA, Vienna, vol.2, 1965, p.93.
20. Hanna G.C. Atom. Energy Ref., 1969, vol.74, p.3.

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ  
ПРИ СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ  $Cf^{252}$

Г.В.Котельникова, Б.Д.Кузьминов, Г.Н.Ловчикова,  
О.А.Сальников, Н.Н.Семёнова, В.С.Нестеренко,  
А.М.Труфанов, Н.И.Фетисов

(Физико-энергетический институт)

Аннотация

Проведено измерение энергетического спектра нейтронов калифорния-252 методом времени пролёта. Форма спектра согласуется с максвелловским распределением в пределах экспериментальных ошибок при значении параметра  $T = 1,46 \pm 0,02$  Мэв.

Abstract

The neutrons energy spectra of spontaneous fission  $Cf^{252}$  using nanosecond time-of-flight technique were measured. The shapes of the spectra are in agreement with the Maxwell distribution within the experimental errors for  $T = 1.46 \pm 0.02$  Mev.

Ценность нейтронного спектра  $Cf^{252}$  в качестве стандарта целиком зависит от того, насколько точно он известен. Поэтому более точное исследование характеристик мгновенных нейтронов спонтанного деления  $Cf^{252}$  стало важной практической задачей. Число уже проделанных измерений, использующих различную технику, велико, но нет ещё хорошего согласия результатов измерений у различных авторов. Обычно сравнивают результаты измерений по параметру  $T$  и по нему судят о согласии. Для спектра  $Cf^{252}$  как стандарта, этот критерий недостаточен, чтобы судить о согласии формы спектров, т.к. параметр  $T$  может оказаться различным для разных участков спектра. Возможные причины расхождения данных известны. Они, в первую очередь, связаны с точностью определения кривой эффективности нейтронного детектора, которая каждым автором получается по-разному. Методы измерений и методы расчёта различны, следовательно, и погрешности тоже. Они связаны также

с возможностью регистрации наряду с нейтронами и  $\gamma$ -квантов, различными условиями регистрации осколков деления, неточностью учёта фонов, неточностью калибровки энергетической шкалы и различными методами введения поправок. Целью настоящей работы служило измерение энергетического распределения мгновенных нейтронов деления  $Cf^{252}$ . Особое внимание было обращено на устранение указанных неточностей.

Использовался источник деления  $Cf^{252}$  интенсивностью  $1 \cdot 10^4$  дел/сек. На расстоянии 1 мм от слоя калифорния устанавливался кремниевый поверхностно-барьерный счётчик, используемый в качестве детектора осколков деления. Нейтронным детектором служил спартилляционный счётчик, состоящий из жидкостного спартиллятора ЕС-20 в сборке с двумя ФЭУ-36, включёнными на совпадение.

В процессе эксперимента проводился регулярный контроль за работой полупроводниковых счётчиков, периодически регистрировались энергетические спектры осколков деления.

В данной работе большое внимание было уделено измерению, анализу и параметризации относительной эффективности детектора. Эффективность детектора измерялась на спектрометре по времени пролёта, созданного на базе ускорителя ЭГП-10М [1]. Измерялись спектры нейтронов из реакции  $T(p, n)^3He$  в зависимости от угла вылета и энергии падающих протонов при разных пролётных базах. Было проведено 9 серий независимых измерений. В каждой из них спектры нейтронов регистрировались многократно для 11 углов вылета от  $0^\circ$  до  $150^\circ$ . При измерении эффективности одновременно использовались три монитора. Для определения характера фона измерения были повторены при тех же условиях, с теми же мишениями, но с выключенным тритием. На рис. I представлена кривая эффективности, где значения почти в каждой точке есть результат усреднения нескольких близких по значению величин. На этом же рисунке треугольниками и крестиками указаны значения эффективности, полученные в результате аналитического описания экспериментальной совокупности точек по методам, описанным в [2] и [3]. Относительная ошибка эффективности нейтронного детектора не превышает 3,5 %.

Калибровка временной шкалы спектрометра проводилась как

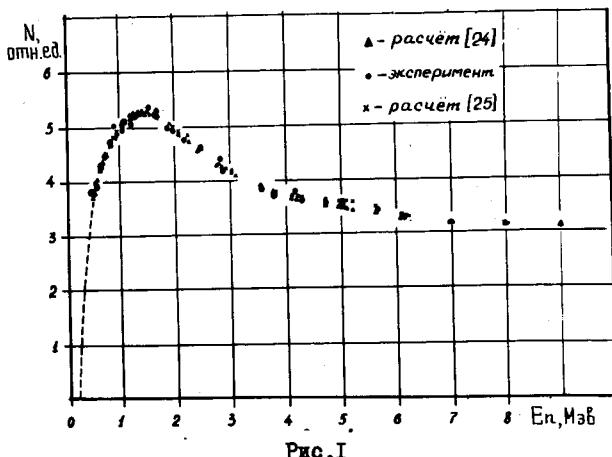


Рис. I

с помощью калиброванных линий задержки, так и по числу каналов между пиками от нейтронов и  $\gamma$ -квантов в измеренных спектрах из реакции  $T(p, n)^3\text{He}$ . Среднее значение ширины канала анализатора 1,007 нсек было определено по 220 измеренным спектрам. Точность этого метода калибровки была в дальнейшем проверена при измерении спектров нейтронов из реакций  $Mg^{26}(p, n)Al^{26}$ ,  $Al^{27}(p, n)Si^{27}$ ,  $Cr^{52}(p, n)Mn^{52}$ .

Интегральная нелинейность составляла 1,1%, временное разрешение спектрометра - 4 нсек, пролетная база - 140 см, число каналов анализатора - 512.

Окончательные результаты были получены после рассмотрения и учёта следующих факторов. Учитывались различные составляющие фона: а) от рассеянных нейтронов окружающими предметами и воздухом; б) от случайных совпадений между импульсами, от ФЭУ (космический фон и шумы ФЭУ) и импульсами от осколков деления; в) от случайных совпадений между нейтронами и осколками, рожденными в разных актах деления; г) от запаздывающих  $\gamma$ -квантов.

Поправка на временное разрешение спектрометра вводилась двумя методами [4, 5].

Учитывалась также поправка на конечное расстояние между детектором осколков и слоем калифорния.

## Результаты

Измерения спектров нейтронов деления  $C_f^{252}$  производились многократно. Всего было измерено 26 спектров. Время измерения каждого спектра 2 час. Суммарный временной спектр по 26 измерениям представлен на рис. 2. Ошибки значений числа отсчётов в каналах суммарного спектра найдены как

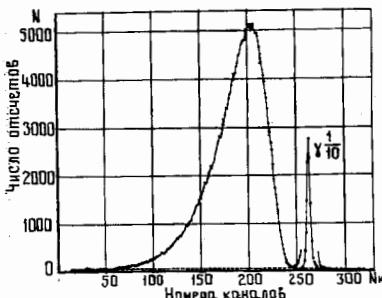


Рис.2

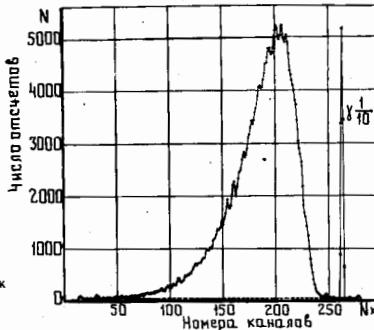


Рис.3

среднеквадратичные по разбросу экспериментальных значений всех 26 серий. Относительные среднеквадратичные ошибки для точек суммарного спектра лежат в пределах 1,5 - 3%. На рис. 3 представлен этот спектр с введённой поправкой на разрешение по методу [4]. Видно, что все нерегулярности временного спектра проявились более отчётливо, но все они лежат в пределах ошибок эксперимента. Во временной спектре вводилась также поправка на интегральную нелинейность конвертора. Исследовалось отдельно влияние всех поправок на значение параметра  $T$ .

На рис.4 представлен энергетический спектр с учётом всех поправок, упомянутых выше. Точки спектра до 1 Мэв усреднены в пределах временного разрешения. Относительные ошибки точек энергетического спектра в диапазоне 0,5 - 6 Мэв составляют  $\sim 6\%$ .

Значения параметра  $T$ , полученного по энергетическому диапазону 0,5 - 7,0 Мэв, равно  $1,46 \pm 0,02$ . Хотя порог детектора составляет 0,2 Мэв, нижняя граница для определения  $T$  выбрана выше 0,5 Мэв, т.к. область ниже этой энергии очень чувствительна к точности определения фона, что может оказаться

на параметре  $T$ . На рис.4 плавная кривая - результат расчёта спектра с указанным параметром  $T$ . Видно, что согласие удовлетворительное для всей энергетической области. Энергетический спектр в полулогарифмическом масштабе представлен на рис.4.

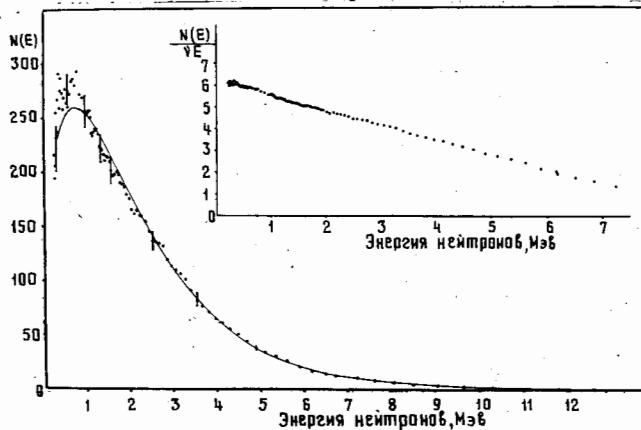


Рис.4

В заключение авторы благодарят П.П.Дьяченко, сотрудников группы А.И.Сергачёва, А.А.Ванькова, М.З.Тараско, Е.М.Сапрыкина, Н.С.Работникова, В.И.Виноградова, В.П.Платонова, В.М.Ликсайкина за помощь, оказанную на разных этапах работы.

#### Л и т е р а т у р а

1. Г.Гельфбер, А.И.Глотов. Препринт ФЭИ - 471, 1974.
2. Д.Худсон. Статистика для физиков. М., 1967.
3. В.И.Виноградов и др. Препринт ФЭИ - 484, 1974.
4. А.А.Ваньков. Препринты ФЭИ - 485, 486, 1974.
5. В.И.Попов, Е.М.Сапрыкин. Сборник аннотаций "Ядерно-физические исследования в СССР", вып.21, 1975.

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ  
 $^{252}\text{Cf}$  В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 0,02-2,0 МэВ

О.И.Батенков, М.В.Блинов, В.А.Витенко,  
И.Т.Крисюк, В.Т.Туз

(Радиевый институт им. В.Г.Хлопина)

Аннотация

Измерения проводились методом времени пролета.

В качестве нейтронного детектора использовался кристалл  $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ . Специальная конструкция детекторов осколков и нейтронов, низкий фон рассеянных нейтронов, уточненные данные об эффективности нейтронного детектора, модификация электронной схемы спектрометра позволили повысить точность измерений спектра нейтронов для интервала энергий 0,02-2,0 МэВ.

Abstract

The measurements have been made by time-of-flight method. The cristall  $^6\text{LiI}(\text{Eu})$  was used as a neutron detector. The special design of fission and neutron detectors, the low background of scattered neutrons, more precise date on the effectiveness of the neutron detector, the modification of the electronic scheme of the spectrometer have enabled to increase the accuracy of the measurements of  $^{252}\text{Cf}$  fission neutron spectrum for the energy interval of 0,02-2,0 MeV.

В работах [ 1, 2 ] данные по спектру нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  хорошо описываются максвелловским распределением в широкой области энергий. В то же время в работах [ 3-5 ] найден избыток нейтронов ( $\sim 25\%$ ) с энергиями ниже 0,7 мэВ. Таким образом, имеется существенная неопределенность в форме спектра нейтронов в этой области.

В данной работе измерялся спектр нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  в области энергий 0,02-2,0 мэВ. Для повышения точности измерения проводились в условиях существенного уменьшения многократного рассеяния в нейтронном детекторе и рассеяния нейтронов деталими установки, а также при повышенной разрешающей способности спектрометра по времени пролета. В качестве детектора нейтронов был выбран тонкий кристалл  $^{6}\text{LiJ(Eu)}$  ( $h = 1,9$  мм), многократное рассеяние в котором достаточно мало [ 6 ]. Применение кристаллов большей толщины (8-10 мм) приводило к заметному искажению спектра, особенно в области низких энергий ( $< 500$  кэВ). Значительные искажения спектра возникают также из-за рассеяния при использовании детекторов обычных конструкций. Специально разработанные конструкции детектора осколков (газовый сцинтиляционный счетчик) и детектора нейтронов позволили уменьшить рассеяние нейтронов на них более, чем на порядок. Описание конструкций детекторов, использованных в измерениях спектра, приведены в нашей работе [ 7 ].

В связи с резонансным характером сечения реакции  $^{6}\text{Li}(\eta, \alpha)$  для получения правильной формы спектра необходимо иметь спектрометр с высоким временным разрешением. Изготовление кристаллов  $^{6}\text{LiJ(Eu)}$  с повышенным световым выходом, использование ФЭУ с большим квантовым выходом фотокатода, разработка электронной системы специально для данной задачи позволили получить временное разрешение спектрометра около 1 нсек (полная ширина

$\gamma$ -пика на полувысоте). Интегральная линейность спектрометра была лучше, чем 0,1%, дифференциальная линейность - 0,4%, точность калибровки временной шкалы - 0,5%, стабильность - 0,3 нсек/100 час.

Измерения проводились для пролетных расстояний 12,5 см, 25 см и 37,5 см. Данные удовлетворительно согласуются между собой, за исключением некоторого размытия спектра в районе

250 кэВ из-за недостаточного энергетического разрешения на базе 12,5 см. На рис. I показан аппаратурный спектр нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  на базе 37,5 см. В разных сериях использовались два слоя  $^{252}\text{Cf}$  ( $2 \cdot 10^4$  и  $8 \cdot 10^4$  дел/сек). Спектры, полученные в этих сериях совпадали в пределах экспериментальных ошибок, что говорит о независимости результатов от указанной загрузки детекторов. Поскольку в кристалле  $^6\text{LiJ(Eu)}$  содержится изотоп  $^7\text{Li}$  ( $\sim 10\%$  от  $^6\text{Li}$ ) и иод, то были проведены контрольные эксперименты по выяснению их влияния на форму спектра. Для этого использовался кристалл  $^7\text{LiJ(Eu)}$ , идентичный по размерам и световым характеристикам рабочему кристаллу. Вклад от реакций на  $^7\text{Li}$  и иоде в изучаемой области энергий оказался достаточно малым.

В качестве зависимости эффективности детектора от энергии нейтронов использовалась энергетическая зависимость сечения реакции  $^6\text{Li}(\text{n},\alpha)$  [8-10]. Следует отметить, что при использовании детекторов, содержащих  $^6\text{Li}$ , необходимо знать ход сечения реакции с высокой точностью (в связи с наличием резонанса). В обзоре [11] показано, что данные по сечению лития, опубликованные до 1970 г., имеют большие экспериментальные погрешности. Данные последних лет, использованные нами при обработке экспериментальных результатов [8-10], выполнены с более высокой точностью, и лучше согласуются между собой. Для иллюстрации разницы между этими двумя группами данных на рис. 2 приведен спектр из работ Медоуса [3] и этот же спектр, пересчитанный нами с новыми значениями сечений. Причина существенного отличия пересчитанного спектра от максвелловской формы не ясна. Может быть, в этом случае оказывается значительная толщина (9,5 мм) литиевого стекла, использованного Медоусом.

Энергетический спектр нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$ , полученный в наших экспериментах, с учетом новых значений сечений приведен на рис. 3. Эти данные в области ниже 200 кэВ согласуются с результатами нашей работы [12] (при соответствующей нормировке). На этом же рисунке приведен максвелловский спектр с  $T = 1,40$  мэВ. Можно отметить удовлетворительное согласие между этими распределениями, хотя ниже 0,8 мэВ наблюдается некоторое превышение (10-15%) экспериментальных

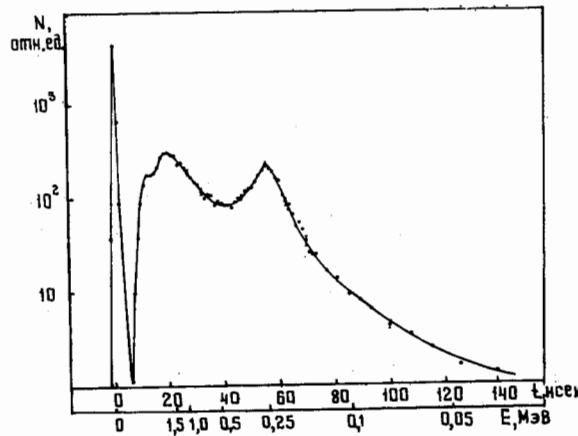


Рис.1. Аппаратурный спектр нейтронов по времени пролета  
(база 37,5 см)

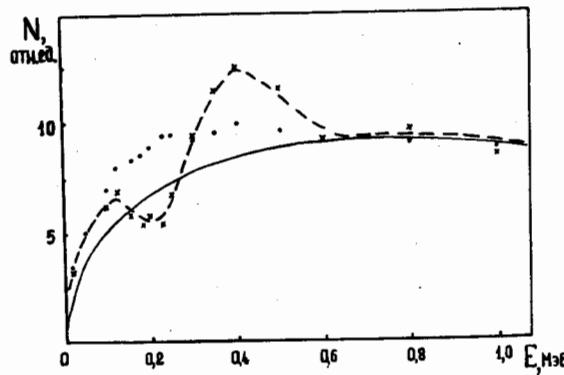


Рис.2. Энергетический спектр нейтронов из работы /3/:  
 • - со старыми значениями сечений;  
 × - с новыми сечениями;  
 — - максвелловский спектр

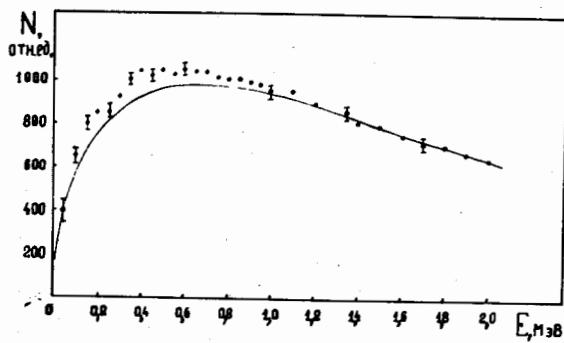


Рис.3. Энергетический спектр нейтронов деления  
(указана статистические ошибки):

- - наши данные;
- — максвелловский спектр ( $T=1.40$  МэВ)

данных над расчетными, которое отчасти еще может быть связано с эффектом рассеяния.

Измерения спектра нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  продолжаются с целью повышения точности.

Авторы выражают признательность М.А.Баку за полезное обсуждение полученных результатов.

### Л и т е р а т у р а

1. H.H.Knitter, A.Paulsen, H.Liskien. Нейтронная физика. Часть 4. (Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1973 г.). Обнинск, 1974, с.177.
2. L.Green, J.A.Mitchell, N.M.Steen. Nucl.Sci.Eng., 50, 3, 257, 1973.
3. J.W.Meadows. Phys.Rev., 157, 4, 1076, 1967.
4. Л.Еки, Д.Клуге, А.Лайтас, П.П.Дьяченко, Б.Д.Кузьминов. Атомная энергия, 33, 784, 1972.
5. В.Н.Нефедов, Б.И.Старостов, А.Ф.Семенов. Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях (труды II Всесоюзного совещания), т.2, стр.139. Москва, 1974.
6. E.Fort. Nucl. Instr. Meth., 87, 1, 115, 1970.
7. М.В.Блинов, В.А.Вытенко, И.Т.Крисик. Препринт РИ-29, 1974 г.
8. M.S.Coates, G.J.Hunt, C.A.Uttley, Neutron Standart Ref. Date, '75, (Proc. of a Panel, Vienna, 1972). IAEA, Vienna, 1974.
9. E.Fort, Ibid, 119; E.Fort, J.P.Marquette. Ibid, 113.
10. M.G.Sowerby, B.H.Patrick, C.A.Uttley, K.M.Diment. Nucl. Data for Reactors. V.1, 161. Vienna, 1970.
- II. С.А.Атти, М.Г.Соурби, Б.Х.Патрик, Е.Р.Рэй. "Нейтронные стандарты" (материалы симпозиума), вып.1, 39, 1973.
- I2. М.В.Блинов, В.А.Вытенко, Н.М.Казаринов, И.Т.Крисик, В.Т.Туз. Нейтронная физика. Ч.4. (Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1973). Обнинск, 1974, с.138.

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ  
ДЕЛЕНИЯ  $^{233}U$ ,  $^{235}U$ ,  $^{239}Pu$   
ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ ОТНОСИТЕЛЬНЫМ И  
АБСОЛЮТНЫМ МЕТОДАМИ

Л.М.Андрейчук, В.А.Коростылев, Б.Г.Басова, В.Н.Нефедов, Д.К.Рязанов, Б.И.Старостов, А.Ф.Семенов

(Научно-исследовательский институт атомных реакторов)

Аннотация

Методом времени пролета выполнены измерения спектров нейтронов деления  $^{233}U$ ,  $^{235}U$ ,  $^{239}Pu$  относительно спектра  $^{252}Cf$  и абсолютным методом для  $^{235}U$  и  $^{239}Pu$  с помощью детектора нейтронов на основе  $^{235}U$ .

Abstract

$^{233}U$ ,  $^{235}U$ ,  $^{239}Pu$  fission neutron spectra relative to that of  $^{252}Cf$  and  $^{235}U$  and  $^{239}Pu$  fission neutron spectra have been measured by time-of-flight method and by absolute method with  $^{235}U$ -neutron detector, respectively.

В работе выполнены измерения средних энергий спектров нейтронов деления изотопов  $^{233}U$ ,  $^{235}U$ ,  $^{239}Pu$  тепловыми нейtronами относительно спектра нейтронов спонтанного деления  $^{252}Cf$  в диапазоне 0,6 - 8 Мэв и проведены абсолютные измерения спектров мгновенных нейтронов деления  $^{235}U$  тепловыми нейтронами в диапазоне 0,03 - 6 Мэв и спонтанного деления  $^{252}Cf$  в диапазоне 0,02 - 10 Мэв.

Относительный метод измерений не требует определения хода кривой эффективности нейтронного детектора. Кроме того, при относительных измерениях исключается часть систематических ошибок, что обеспечивает точность измерений на уровне 1 - 2 % [1].

Работа выполнялась на пучке тепловых нейтронов реактора СМ-2. Пучок фильтровался через слой висмута (4 см) и кристаллического кварца (10 см). Кадмивое отношение, измеренное по делению  $^{235}U$ , составляло  $\sim 400$ .

Осколки деления регистрировались газовым сцинтиляционным детектором (ГСД), в камере которого устанавливались мишени из  $^{252}Cf$  и измеряемого изотопа.

Мишени складывались вплотную друг к другу и помещались между фотокатодами двух ФЭУ-30. Каждый из фотоумножителей регистрировал световые вспышки от осколков соответствующей мишени, что обеспечивало одновременные измерения спектров нейтронов деления  $^{252}Cf$  и измеряемого изотопа. ГСД наполнялся очищенной газовой смесью  $A_1 + (5 \div 10)\% N_2$ . Фотокатоды ФЭУ-30 покрывались слоем квадерфенила толщиной  $\sim 50 \text{ мкг/см}^2$ .

Детектор нейтронов представлял собой пластмассовый сцинтилятор  $170 \times 50 \text{ мм}$  в сочетании с ФЭУ-63. Для снижения уровня фона детектор нейтронов помещался в защиту из свинца и парафина с карбидом бора, а со стороны пучка тепловых нейтронов закрывался слоем свинца толщиной  $1,5 \text{ см}$ .

Измерение энергии нейтронов осуществлялось методом времени пролета с помощью преобразования времени в амплитуду ( $t \rightarrow A$ ). Спектры нейтронов деления опорного  $^{252}Cf$  и измеряемого изотопа измерялись одновременно. Измеряемые спектры регистрировались в двух половинах памяти анализатора, управляемых импульсами от соответствующих детекторов осколков деления. Использование одного и того же преобразователя  $t \rightarrow A$  обеспечивает идентичность дифференциальных и интегральных нелинейностей и временной калибровки в измерениях.

При обработке результатов измерений предполагалось, что спектры нейтронов деления хорошо описываются распределением Максвелла  $N(E) = C \cdot \sqrt{E} \cdot e^{-E/T}$ . Тогда для двух сравниваемых спектров можно написать:  $\ln \frac{N}{N_2} = \ln \frac{C_1}{C_2} + E \left( \frac{T_1 - T_2}{T_1 T_2} \right)$ , где  $N(E)$  и  $N_2(E)$  – измеренные спектры в энергетической шкале;  $T_1$  и  $T_2$  – температуры спектров;  $C_1$  и  $C_2$  – постоянные. Это уравнение представляет собой уравнение прямой линии с коэффициентом наклона  $a = \frac{T_1 - T_2}{T_1 T_2}$ . Использование этих соотношений позволяет

определить температуру измеряемого спектра нейтронов. В процессе обработки выяснилось, что для всех трех изотопов экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую линию. Окончательные данные в диапазоне энергий 0,6 - 8 Мэв приведены в таблице.

Сравнение результатов настоящей работы с результатами других авторов.

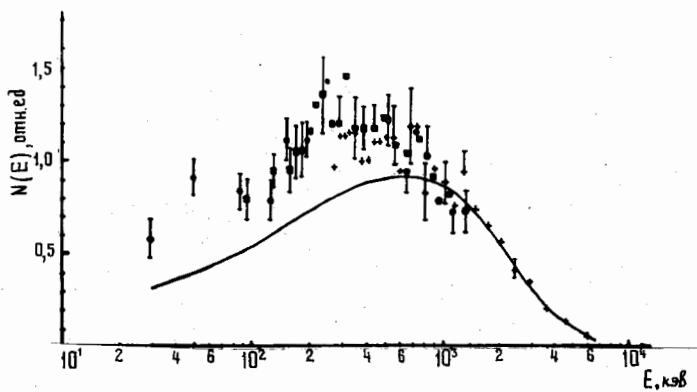
	$^{233}U$	$^{235}U$	$^{239}Pu$
Настоящая работа	[2]	Настоящая работа	[3]
T, Мэв	$1,32 \pm 0,02$	$1,32 \pm 0,02$	$1,29 \pm 0,02$
E, Мэв	$1,98 \pm 0,03$	$1,98 \pm 0,03$	$1,93 \pm 0,03$

Температура спектра нейтронов  $^{252}Cf$  принималась равной  $T=1,406 \pm 0,015$  Мэв [4].

В абсолютных измерениях в качестве детектора нейтронов использовался ГСД со слоем металлического  $^{235}U$  [5]. Камера ГСД представляла собой цилиндр из нержавеющей стали ( $\varnothing = 110$  мм и  $h = 170$  мм). Толщина стенок камеры  $0,5 \pm 0,7$  мм. Урановая пластина толщиной 0,1 мм и  $\varnothing 110$  мм крепилась на дне камеры. Камера наполнялась очищенным кисоном до давления 1,1 атм и "просматривалась" ФЭУ-36 через кварцевое стекло с напыленным на наружной стороне слоем кватерфенила толщиной 50 мкг/см<sup>2</sup>. Камера не регистрирует  $\gamma$ -лучи, что облегчает измерение спектров на щучках реакторов. В качестве детекторов осколков деления  $^{252}Cf$  и  $^{235}U$  использовались ГСД с размерами  $\varnothing = 60$  мм и  $h = 170$  мм. Толщина стенок в месте расположения мишени составляла 0,25 мм. Камеры наполнялись аргоном с добавкой 10% азота до давления 1,5 атм. Вспышки света от осколков деления регистрировались ФЭУ-30 со стабилизованным делителем напряжения и с напыленным на фотокатод кватерфенилом. Мишень  $^{252}Cf$  нанесена на нержавеющую подложку толщиной 0,2 мм, а из урана - на алюминиевую фольгу толщиной 3 мг/см<sup>2</sup>.

Скорость счета осколков  $^{252}Cf$  была  $5,5 \cdot 10^5$  дел/сек, осколков деления  $^{235}U$  —  $4,5 \cdot 10^5$  дел/сек. Эффективность регистрации осколков деления в камерах достигает величины  $90 \pm 95\%$ . С целью выяснения возможного влияния защиты на измеряемые спектры, были выполнены специальные измерения. В них были сняты спектры нейтронов деления  $^{252}Cf$  с помощью детектора нейтронов с защитой и без защиты. Сопоставление данных этих измерений, а также результатов работы [5] показывает, что влиянием защиты в пределах достигнутой точности измерений ( $10\%$ ) можно пренебречь. В ходе экспериментов поочередно измерялись спектр нейтронов деления  $^{235}U$  тепловыми нейтронами и спектр нейтронов спонтанного деления  $^{252}Cf$  на пролетных расстояниях: 5,5 см; 16,6 см; 20,2 см и 26,1 см. Обработка экспериментальных результатов проводилась на ЭВМ с учетом временного разрешения, составлявшего  $0,4\text{ мкс}$  [6], сечений деления  $^{235}U$  и  $^{238}U$  [7] и поправок на случайные наложения [8]. Поправка на угловую анизотропию осколков деления  $^{235}U$  в зависимости от энергии нейтронов не вводилась. Учет анизотропии может несколько повысить спектр нейтронов в области малых энергий (меньше 0,7 Мэв). Описание экспериментальных спектров нейтронов в области энергий 0,9–6 Мэв максвелловским распределением дало температуры спектров, равные  $T=1,41 \pm 0,03$  Мэв и  $T=1,29 \pm 0,04$  Мэв для  $^{252}Cf$  и  $^{235}U$  соответственно. Полученный абсолютным методом спектр нейтронов деления  $^{235}U$  приведен на рисунке. Полученное значение  $T$  для  $^{252}Cf$  хорошо согласуется с результатами работ [4, 9] и нашей работы [5], выполненной таким же методом ранее. Экспериментальный спектр нейтронов  $^{235}U$  в области энергий меньше 0,7–1 Мэв, как и в случае  $^{252}Cf$  [10, 11], находится выше расчетного максвелловского распределения с  $T=1,29$  Мэв. Причем наблюдаемое превышение значительно больше, чем в случае  $^{252}Cf$  и имеет аналогичную природу [12].

В заключение отметим, что описанная методика позволяет измерять спектры нейтронов деления в области малых энергий на пучках реакторов.



Энергетический спектр мгновенных нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейtronами: • - пролетное расстояние 5,5 см; □ - 16,6 см; ○ - 20,2 см; + - 26,1 см.

#### Л и т е р а т у р а

- I. A.B. Smith. Nucl.Sc.and Engng, 44, 439 (1971).
2. L. Green et al. Nucl.Sc.and Engng, 52, 406 (1973).
3. D. Abramson, C. Lavelaine, L. Heriteau, J. Thurzo. Нейтронная физика. Ч. 3. Обнинск, 1974, 46-55.
4. L. Green, J.A. Mitchell and N.M. Steen. Nucl.Sc.and Engng, 50 (1973) 252.
5. В.Н.Нefедов, Б.И.Старостов, А.Ф.Семенов. Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Т.2, Москва, 1974, 139-142.
6. Н.В.Корнилов. Препринт ФЭИ-276, 1971, Обнинск.
7. Физика быстрых нейтронов. Под ред.Дж.Мариона и Дж.Фаулера. Т.2. Москва, Атомиздат, 1966, 712.
8. Н.В.Корнилов. Препринт ФЭИ-497, 1974, Обнинск.
9. H.H. Knitter, A. Paulsen, H. Liskien, M.M. Islam. Atomkern Energie, v.22, №2, 84-86 (1973).
10. J.W. Meadows. Phys.Rev., 157, 1076 (1967).
- II. L. Jeki, Gy. Kluge, A. Iajtai, P. Dyachenko, B. Kuzminov. Prompt Fission Neutron Spectra. Vienna, 1972, p.81-87.
12. В.Н.Нefедов, Б.И.Старостов. Нейтронная физика. Ч.4. Обнинск, 1974, 163-169.

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ  $\gamma$ -КВАНТОВ  
ДЕЛЕНИЯ ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ  
ДЕЛЕНИЯ МЕТОДОМ ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

В.Н.Недедов, Б.И.Старостов, А.Ф.Семенов

(Научно-исследовательский институт атомных реакторов им.В.И.Ленина)

Аннотация

Выполнены исследования влияния запаздывающих  $\gamma$ -квантов деления на результаты измерений спектров нейтронов деления методом времени пролета. Делается выводы о природе наблюдаемых эффектов.

Abstract

The effects of the delayed fission  $\gamma$ -rays on the results of measuring the fission neutron spectra have been investigated by time-of-flight method. Some conclusions have been drawn on the nature of these effects.

Развитие атомной энергетики требует дальнейшего уточнения основных ядерных констант. В последнее время возникла необходимость в измерении спектров нейтронов деления в области малых энергий вплоть до 1 - 2 кэв. Измерения спектров нейтронов в этой области представляют значительные трудности и в настоящее время выполнены только для калифорния - 252 [1-5]. Эти измерения выполнялись методом времени пролета с использованием в качестве детекторов нейтронов сцинтилляционных стекол, содержащих литий-6, или кристаллов  $^{6}Li(Tl)$ . Получение хорошей точности в этих измерениях ограничивается эффектами многократного и неупругого рассеяния нейтронов в детекторах нейтронов и окружающих предметах, недостаточной точностью знания хода сечения реакций  $^{6}Li(n,\alpha)T$  в области резонанса и др. В измерениях на сцинтилляционных стеклах значительные ошибки могут возникнуть из-за регистрации запаздывающих  $\gamma$ -квантов деления с энергией больше 0,8 Мэв. Как показали более поздние измерения, в нашей первой работе [2] полученный спектр нейтронов деления  $^{252}Cf$  в области энергий меньше 0,08 Мэв ошибочно занижен из-за неправильного учета фона от запаздывающих  $\gamma$ -квантов деления.

Для определения фона от запаздывающих  $\gamma$ -квантов деления обычно выполняются специальные измерения при минимальном пролетном расстоянии между слоем калифорния и детектором нейтронов.

В работе [1] фон от запаздывающих  $\gamma$ -квантов деления измерялся на пролетном расстоянии 3 см.

Наблюдаемая зависимость запаздывающих совпадений, спустя 30 исек после акта деления, интерпретируемая автором как эффект от запаздывающих  $\gamma$ -квантов деления, описывалась формулой

$$R_I(t) = 2,57 \exp\left(-\frac{t}{216}\right) + 11,29 \exp\left(-\frac{t}{27}\right) \cdot 10^{-5},$$

где  $R_I(t)$  - число зарегистрированных импульсов запаздывающих совпадений за I исек, отнесенное к полному числу совпадений от  $\gamma$ -квантов и нейтронов. Сопоставление результатов работы [1] с данными работы [6], показывает, что наблюдаемые в работе [1] запаздывающие совпадения не могут быть объяснены эффектом от  $\gamma$ -лучей.

Для выяснения природы этого разногласия в настоящей работе выполнены измерения, позволяющие определить действительный эффект от запаздывающих  $\gamma$ -квантов деления. С этой целью в работе выполнены измерения эффектов запаздывающих совпадений между моментами деления ядер  $^{252}Cf$  и регистрации нейтронов и  $\gamma$ -лучей деления спиритуационными стеклами типа  $NE\ 912$  и  $NE\ 907$  английского производства. Измерение запаздывающих совпадений производилось методом преобразования "времени в амплитуду".

Стекло  $NE\ 912$  содержит литий-6 и чувствительно к нейтронам и  $\gamma$ -лучам. Стекло  $NE\ 907$  содержит литий-7 и регистрирует только  $\gamma$ -кванты. Стекла имеют одинаковые размеры  $\varnothing\ 50 \times 12$  мм и практически одинаковые характеристики регистрации  $\gamma$ -квантов, что позволяет разделить эффекты от нейтронов и  $\gamma$ -лучей.

Моменты деления ядер  $^{252}Cf$  регистрировались газовой спиритуационной камерой, которая представляла собой цилиндр диаметром 50 мм и высотой 110 мм из нержавеющей стали толщиной 0,3 мм. Камеру наполняли ксеноном под давлением 4 атм, что обеспечивало торможение осколков на расстоянии 2-3 мм от слоя. Световые вспышки, возникшие под действием осколков деления, через кварцевое окно регистрировались фотоумножителем ФЭУ-30. Для преобразования ультрафиолетового света в видимый на квадре нанесен слой кватерфенила толщиной 30 мкг/см<sup>2</sup>, а на донышке камеры устанавливали слой калифорния диаметром 20 мм.

Из рисунка видно, что в измерениях со стеклом  $NE\ 912$  на расстояниях 3 и 5 см наблюдаются 2 группы запаздывающих совпадений с периодами испускания  $T_{1/2} = 150 \pm 50$  нсек и  $T_{1/2} = 27 \pm 3$  нсек. Наблюдаемая зависимость запаздывающих совпадений спустя 30 нсек после момента деления описывается формулой, аналогичной формуле из работы [1]:

$$R(t) = A \text{ ерх} \left( -\frac{t}{150} \right) + B \text{ ерх} \left( -\frac{t}{27} \right) \cdot 10^{-5},$$

где  $A = 3,2$ ,  $B = 12,5$  для  $L = 3$  см;

$A = 4,6$ ,  $B = 18$  для  $L = 5$  см.

Для  $L = 3$  см полученные результаты близки к данным работы [1].

Наблюдается уменьшение количества запаздывающих совпадений с уменьшением расстояния. При расстоянии  $L = 0$  см запаздывающие совпадения полностью исчезают. Это объясняется аппаратурным подавлением запаздывающих совпадений из-за большой эффективности регистрации мгновенных совпадений. При эффективности регистрации мгновенных совпадений, равной единице (на акт деления), запаздывающие совпадения полностью подавляются, что и наблюдается при  $L = 0$  см. Отсутствие запаздывающих совпадений при  $L = 0$  говорит также об отсутствии аппаратурных запаздываний, что имеет важное значение для интерпретации полученных результатов.

Эффект от запаздывающих  $\gamma$ -квантов деления, полученный в измерениях со стеклом  $NE\ 907$ , составляет часть эффекта запаздывающих совпадений при измерениях со стеклом  $NE\ 912$ . Из рисунка видно, что в измерениях со стеклом  $NE\ 907$  наблюдается только эффект от запаздывающих  $\gamma$ -квантов деления с периодом полураспада  $T = 160 \pm 50$  нсек и не наблюдаются запаздывающие совпадения с периодом  $T = 27$  нсек, что согласуется с данными работы [6].

Таким образом, измерения показали, что основная доля запаздывающих совпадений в измерениях со стеклами, содержащими лиций-6, связана с регистрацией нейтронов. Для выяснения природы этого запаздывания в работе были выполнены контрольные измерения. В этих измерениях в качестве детектора осколков деления использовалась газовая сцинтилляционная камера с размерами  $\varnothing 160 \times 100$  мм, которую наполняли гелием под давлением 0,5 атм. Благодаря малому давлению осколки деления, вылетающие из слоя калифорния, укрепленного в центре dna камеры, разлетались на максимальные расстояния, ограниченные размерами камеры.

Интенсивность слоя 5000 дел/сек. Для исключения распыления калифорния осколками деления слой закрыт золотой фольгой толщиной 100 мкг/см<sup>2</sup>.

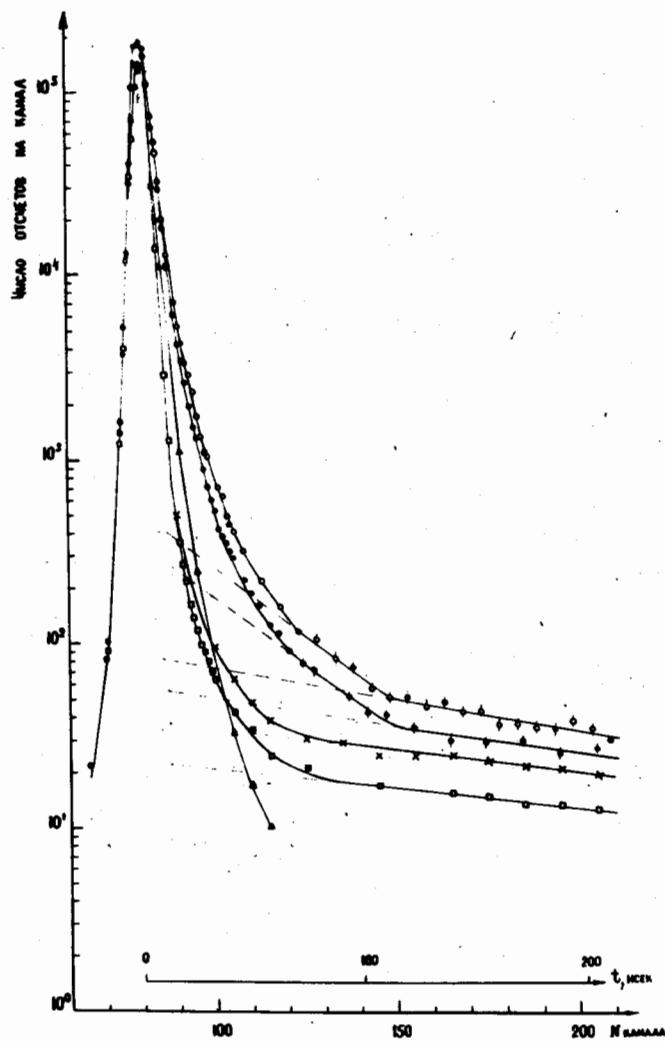
Измерения выполнены для трех различных расстояний между слоем калифорния и стеклянными детекторами, равных 0, 3 и 5 см. Эксперименты проводились поочередно со стеклами  $NE\ 912$  и  $NE\ 907$  с различной продолжительностью от нескольких до 24 час. Порог регистрации  $\gamma$ -квантов стеклами устанавливали равным 0,8 Мэв.

На рисунке приведены полученные результаты после вычитания фона случайных совпадений аппаратурных сбоев из пика мгновенных совпадений из-за большой загрузки детектора осколков деления. Кривые приведены к одному числу зарегистрированных совпадений с учетом дополнительного эффекта регистрации нейтронов стеклом  $NE\ 912$ .

Измерения показали, что при расстоянии 5 см между слоем калифорния и стеклом  $NE\ 912$  интенсивность запаздывающих совпадений составляла 55 % от интенсивности в измерениях с первой камерой. Такое уменьшение эффекта можно объяснить только существованием задержанных нейтронов [7-9].

Выполненная работа показывает, что для получения более правильных результатов при измерениях спектров нейтронов деления с помощью метода времени пролета с использованием стекол, содержащих литий-6, необходимо раздельно измерять эффекты от запаздывающих  $\gamma$ -квантов деления с помощью стекол, регистрирующих только  $\gamma$ -кванты.

В работах [1-8] этого не делалось, поэтому полученные спектры нейтронов требуют коррекции, в результате которой обнаруженное преумножение спектра нейтронов калифорния над максвелловским распределением в области энергий меньше 0,7 Мэв должно стать еще больше.



Временные распределения совпадений  
для различных пролетных расстояний:  $\circ - L = 5 \text{ см}$ ,  
стекло NE912;  $\bullet - L = 3 \text{ см}$ , стекло NE912;  $x - L =$   
 $= 5 \text{ см}$ , стекло NE907;  $\square - L = 3 \text{ см}$ , стекло NE907;  
 $\Delta - L = 0 \text{ см}$ , стекло NE912

### Л и т е р а т у р а

1. Meadows J.W. Phys. Rev., 157 (1967), 1076.
2. Д.С.Замятин, Н.И.Кроцкин, А.К.Мельников, В.Н.Нефедов. Доклад ИАЕА 26/90 на конференции по ядерным данным, Хельсинки, 1970 г.
3. Jaki L., Kluge Gg., Lajtai A., Dyachenko P., Kuzminov B., Report КФКИ-71-63, 1971.
4. В.Н.Нефедов, Б.И.Старостов. Доклад на совещании по нейтронной физике, Киев, 1973.
5. М.В.Блинов, В.А.Витенко, Н.М.Казаринов, И.Т.Крисик. Доклад на совещании по нейтронной физике, Киев, 1973.
6. John W., Franl N., Guy F., Weselowski J. Phys. Rev., C-2, 1970, 1951.
7. В.Н.Нефедов, Б.И.Старостов. Доклад на конференции по нейтронной физике, Киев, 1971.
8. В.Н.Нефедов, Б.И.Старостов, В.И.Потапанов. Доклад на совещании по нейтронной физике, Киев, 1973.
9. В.Н.Нефедов, А.К.Мельников, Б.И.Старостов. Prompt Fission Neutron Spectra. Vienna (1972), 89.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ ВЕРОЯТНОСТИ ИСПУСКАНИЯ  
НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ ЗА ВРЕМЯ, ПРЕВЫШАЮЩЕЕ  $10^{-14}$  сек

М.В.Блинов, В.А.Витенко, И.Т.Крисюк  
(Радиевый институт им.В.Г.Хлопина)

Аннотация

Проведено сравнительное изучение спектров нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$ , испускаемых осколками при движении в вакууме и в плотной среде. В пределах экспериментальных погрешностей спектры совпадают в диапазоне энергий 0,05-7 Мэв. Оценены верхние пределы времени и вероятности испускания нейтронов деления.

Abstract

The comparative study of spectra of  $^{252}\text{Cf}$  fission neutrons, emitted by fragments in their motion in a vacuum and a dense medium, has been made. In the limits of experimental errors the spectra agree with one another for the energy range of 0,05-7 Mev. The upper limits of time and probability of fission neutrons emission have been estimated.

В работах Фреэра [1] и Замятнина [2] были произведены оценки времени эмиссии нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами. Было получено, что это время менее  $10^{-13}$  сек для большинства испускаемых нейтронов. Эти данные соответствуют оценкам, которые могут быть получены по статистической теории испарения частиц из возбужденных ядер ( $10^{-16}$ - $10^{-18}$  сек [3]). Однако можно ожидать и более поздней эмиссии части нейтронов относительно момента деления ядра. Например, в определенных условиях конкуренция эмиссии нейтронов и  $\gamma$ -квантов может приводить к частичному испусканию нейтронов после эмиссии  $\gamma$ -квантов. В работах [4, 5] сообщено о регистрации нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$ , испускаемых с периодами 2-120 нсек, однако в работах [6, 7] таких нейтронов не обнаружено. Следует учесть также, что в работах [1, 2] не измерялись нейтроны с энергией ниже 0,5 МэВ, а выше этой энергии измерения производились только для всего спектра в целом. Поэтому в данной работе была поставлена задача определения вероятности эмиссии нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  за время более  $10^{-13}$ - $10^{-14}$  сек для различных энергетических интервалов в широком диапазоне энергий от 0,05 МэВ до 7 МэВ.

Метод, использованный в данной работе, заключался в сравнении спектров нейтронов, испускаемых в направлении движения осколка деления, летящего в вакууме ( $0^\circ$ ) и в направлении дополнительного осколка, движущегося в металлической подложке ( $180^\circ$ ). Если время эмиссии  $t$  более чем  $1 \cdot 10^{-14}$  сек, то осколки, движущиеся в подложке, будут испускать нейтроны в процессе торможения (или даже после полной остановки). На рис.1 показана кривая изменения скорости осколка, вычисленная нами по экспериментальным данным о величинах удельных потерь энергии осколков в никеле [8]. Используя энергетический спектр нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  в с.ц.м. из работы [9], мы рассчитали спектры нейтронов в л.с. для различных величин потерь скорости осколка. На рис.2 показаны спектры нейтронов, испускаемых под углами  $0^\circ$  и  $180^\circ$  для случая полного торможения осколка в подложке перед эмиссией

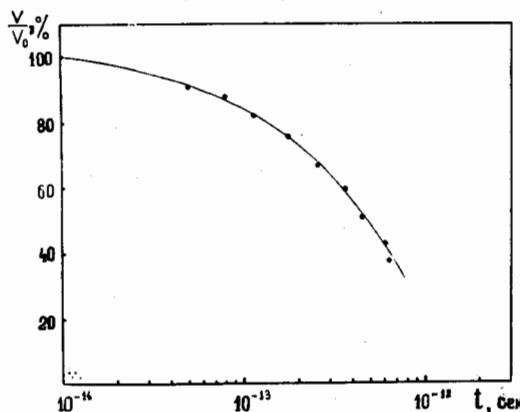


Рис.1. Изменение скорости осколков деления в зависимости от времени их замедления в никеле

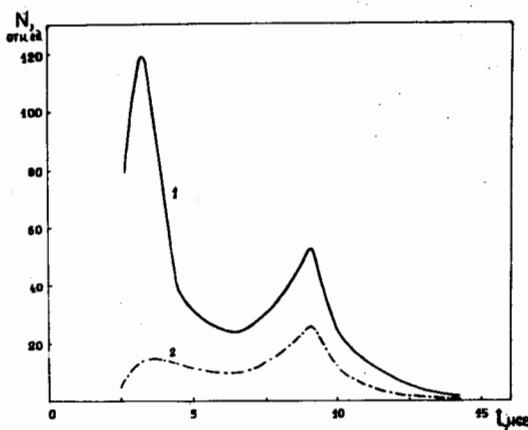


Рис.2. Расчетные спектры нейтронов по времени пролета (база 62,5 мм), испускаемых осколками, летящими в л.с. в вакууме (0 - кривая 1), и движущимися в никелевой подложке ( $^{180}\text{Ni}$  - кривая 2), если  $t > 1.10^{-12}$  сек. В расчете учтены эффективность нейтронного детектора  $^6\text{Li}(\bar{\nu}, n)$ , а также неопределенность телесного угла

нейтрона ( $t \sim 10^{-12}$  сек). Если время эмиссии нейтрона больше  $\sim 10^{-10}$  сек, то осколок, летящий в вакууме, проходит до испускания нейтрона в среднем расстояние более 1 мм и разница в спектрах и числе нейронов ( $0^\circ$  и  $180^\circ$ ) должна увеличиться за счет изменения телесного угла на счетчик и изменения эффективной пролетной базы.

Для регистрации осколков применялся полупроводниковый кремниевый счетчик площадью 1 см<sup>2</sup>, помещенный в вакуумную камеру. Счетчик располагался на расстоянии 10 мм от калифорнийского слоя ( $\sim 8 \cdot 10^4$  дел/сек). Слой диаметром 8 мм был нанесен на никелевую фольгу толщиной 0,2 мм. По другую сторону от слоя устанавливался подобный кремниевый счетчик для создания идентичных условий рассеяния. В качестве нейтронных детекторов в разных опытах служили кристалл  $^{6}LiJ(Eu)$  ( $\varnothing = 16$  мм,  $h = 2$  мм) и пластический сцинтиллятор ( $\varnothing 16$  мм и  $h = 2$  мм). При проведении эксперимента нейтронный счетчик находился в двух положениях (реальные средние углы  $17^\circ$  и  $163^\circ$ ) по отношению к направлению движения регистрируемого осколка. Изменение угла осуществлялось вращением вакуумной камеры вокруг собственной оси, причем разность в величине пролетной базы для этих двух положений была не более 0,2 мм. Для повышения чувствительности установки к регистрации нейтронов с временами эмиссии более  $10^{-10}$  сек применялись небольшие пролетные расстояния (62,5 мм и 125 мм).

Временное разрешение (полуширина  $\gamma$ -пика деления) составляло 1-1,5 нсек для обоих нейтронных детекторов. Использование небольших пролетных расстояний ухудшало энергетическое разрешение, однако для выполнения данной задачи оно представлялось достаточным. Особое внимание было удалено стабильности всей аппаратуры. На рис.3 и 4 показаны спектры нейтронов, измеренные с помощью двух нейтронных детекторов. В пределах погрешностей разницы в спектрах для углов  $0^\circ$  и  $180^\circ$  не обнаружено. С кристаллом  $^{6}LiJ(Eu)$  в интервале энергий 0,05-0,5 Мэв было зарегистрировано  $3 \cdot 10^3$  случаев совпадений осколок-нейtron под каждым углом, а для интервала 0,5 - 2 Мэв  $10^4$  случаев. Разница в счете под углами  $0^\circ$  и  $180^\circ$  для этих энергетических интервалов составляла  $(0,2 \pm 2)\%$  и  $(1,3 \pm 1,1)\%$  соот-

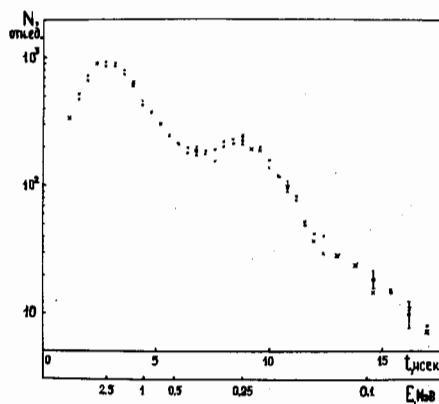


Рис.3. Спектры нейтронов по времени пролета, измеренные с помощью кристалла  $^{6}\text{Li}(\text{Eu})$  для углов  $0^\circ$  (●) и  $180^\circ$  (✕)

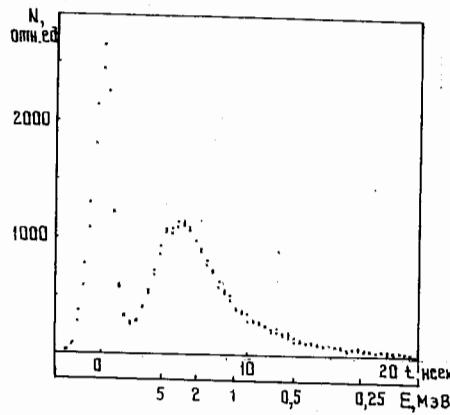


Рис.4. Спектры нейтронов по времени пролета, измеренные с помощью пластического цинтиллятора для углов  $0^\circ$  (●) и  $180^\circ$  (✕)

ветственно. С пластическим спиритом разница в счете составляла для интервала 0,5-2 Мэв ( $1,2 \pm 1,0\%$ ) ( $10^4$  случаев) и для 2-5 Мэв ( $1,3 \pm 1,1\%$ ) ( $10^4$  случаев).

Используя полученные экспериментальные данные, расчетные спектры нейтронов, испускаемых на разных стадиях торможения осколков, а также данные о времени замедления осколков, можно сделать следующие выводы:

1) время эмиссии нейтронов с энергиями выше 500 кэв (в л.с.) менее  $2 \cdot 10^{-14}$  сек, а доля нейтронов с  $t > 10^{-12}$  сек не превышает 1,0-1,5%;

2) верхний предел времени испускания для области энергий ниже 500 кэв равен  $10^{-13}$  сек, а доля нейтронов с  $t > 10^{-12}$  сек в этой области менее 5%.

Авторы выражают благодарность О.И. Батенкову, А.С. Вещикову, Н.А. Сенинкиной за помощь в работе.

#### Л и т е р а т у р а

1. J.S. Fraser. Phys. Rev., 88, 536, 1952.
2. Ю.С. Замятин (данные приведены Б.Г. Ерофеевым). Физика деления атомных ядер. М., Госатомиздат, 1957.
3. T. Ericson. Advances Phys., 9, 425, 1960.
4. В.Н. Нефедов. Препринт Р-59, НИИАР, 1969.
5. В.Н. Нефедов, А.К. Мельников, Б.И. Старостов. Prompt Fission Neutron Spectra, 89. IAEA, Vienna, 1972.
6. П.П. Лычченко, В.М. Пискайкин, А. Лайтай. Ядерная физика, 19, 1212, 1974.
7. М.В. Баринов, В.А. Витенко, И.Т. Крикун. Препринт РИ-29, 1974. (Радиевый ин-т, Ленинград).
8. S. Kahn, V. Forgye. Phys. Rev., 163, N 2, 290, 1967;  
Ф. Насиров. Атомная энергия, 16, № 5, 449, 1964.
9. H. Bowman, S. Thomson, J. Milton, W. Swiatecki. Phys. Rev., 126, 2120, 1962.

КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭНЕРГИИ ОСКОЛКОВ В ПЕРВЫХ  
РЕЗОНАНСАХ  $^{235}\text{U}$

Е.Дерменджиев, Г.Илчев, Н.Каликова, Н.Чиков

(Институт ядерных исследований и ядерной энергетики  
Болгарской АН)

Аннотация

Найдено, что значение средней кинетической энергии осколков  $\bar{E}_k$  в квадре "отрицательного" резонанса при энергии нейтронов  $E_n \leq 0,0052$  эв превышает значение  $\bar{E}_k$  в резонансе при  $E_n = 0,29$  эв на  $\sim 0,1$  Мэв. Величины  $\bar{E}_k$  сопоставляются с данными по значениям спинов для этих резонансов.

Abstract

The mean kinetic energy  $\bar{E}_k$  of fission fragment in the energy range  $E_n \leq 0,0052$  eV above the negative resonance is found to be  $\sim 0,1$  MeV higher than that for a resonance energy  $E_n = 0,29$  eV. The values of  $\bar{E}_k$  and spins are analysed for the resonances.

В работах [1,2] было показано, что между значением спина и четности  $J^{\pi}$  составного делящегося ядра и такими характеристиками деления, как относительные выходы различных способов деления  $Y_i$ , средние кинетические энергии осколков  $\bar{E}_k$  и т.д., может существовать определенная корреляция. Изучение зависимости  $\bar{E}_k$  от значения  $J^{\pi}$ , в особенности при делении ядер  $s -$  нейронами, может пролить свет на связь между  $\bar{E}_k$  и деформацией делящегося ядра в седловой точке и значениями  $J^{\pi}, \chi, \kappa$  для данного канала деления [2], где  $\kappa$ -проекция  $J^{\pi}$  на ось симметрии делящегося ядра. Не менее интересным представляется и вопрос о способах распределения между коллективными и одночастичными степенями свободы избытка энергии возбуждения составного ядра над высотой барьера деления, т.е. величине  $\Delta = E^* - E(J, \chi, \kappa)$ , в зависимости от значений  $J^{\pi}, \chi, \kappa$  [3]. К сожалению, для одного из наиболее важных ядер ( $^{235}\text{U}$ ) значения

$\bar{J}$  измерялись для сравнительно небольшого числа резонансов [4], а изоклизы выходы  $Y_{\text{cum}}$  (симметричные способы деления [5] и малые вариации  $E_K$  - от резонанса к резонансу [6,7], что затрудняет изучение предсказываемой теорией корреляции между  $\bar{E}_K$  и значениями  $J$ ,  $\pi$ ,  $\kappa$ . С другой стороны, использованные в работах [6-7] методы изучения вариации  $E_K$  в резонансах  $^{235}\text{U}$  являются косвенными и, в принципе, результаты измерений могут зависеть от относительных выходов наиболее высокоэнергетических легких осколков в резонансах с различными спинами. Прямые измерения величины  $\bar{E}_K$  в резонансах  $^{235}\text{U}$  не проводились.

Целью настоящей работы явилось измерение  $\bar{E}_K$  осколков деления  $^{235}\text{U}$  нейтронами с энергией  $E_H \leq 0,0052$  эв и  $E_H=0,29$  эв. Предполагается, что при  $E_H \leq 0,0052$  эв деление  $^{235}\text{U}$  обусловлено крылом "отрицательного" резонанса, спин которого противоположен спину резонанса при  $E_H=0,29$  эв [4].

#### Методика измерений и результаты

Измерения  $\bar{E}_K$  в первых резонансах  $^{235}\text{U}$  проводились на реакторе ИРТ-2000 ЯИИЭ Болгарской АН. Выделение нейтронов с энергией, близкой к  $E_H = 0,29$  эв, осуществлялось при помощи фильтра из  $Sn$  толщиной  $\sim 1$  мм. Фильтр устанавливался на тепловой колонне реактора, для которой кадмievое отношение  $R_{Ca} \sim 500$ . Нейтроны с  $E_H \leq 0,0052$  эв выделялись фильтром из Be. Спектрометрирование осколков деления проводилось при помощи импульсной ионизационной камеры с рабочей смесью из  $Ar$  и  $CH_4$ . Мишень из  $^{235}\text{U}$  (обогащение  $\sim 90\%$ ) имела толщину  $\sim 30$  мкг/см $^2$  и изготавливалась методом электрокапиллярного распыления раствора уранилнитрата на полированную металлическую подложку. Импульсы ионизации усиливались при помощи предусилителя NE 5287, усилителя NE 5259 (Nuclear Enterprises) и подавались на вход 400-канального анализатора S A40B. Контроль стабильности электронных блоков осуществлялся при помощи прецизионного генератора импульсов G1-20 (Laben).

Расположение фильтров и детекторной аппаратуры на тепловой колонне реактора ИРТ-2000 схематически показано на рис. 1.

Пропускание самарийевого фильтра было измерено на импульсном реакторе ИБР-30 ОИИИ при пролетной базе 18 м и разрешении  $\sim 0,3$  мксек/м. Кривая ослабления фильтра для нейtronов в диапазоне  $0,01 < E_H < 1$  эв показана на рис. 2.

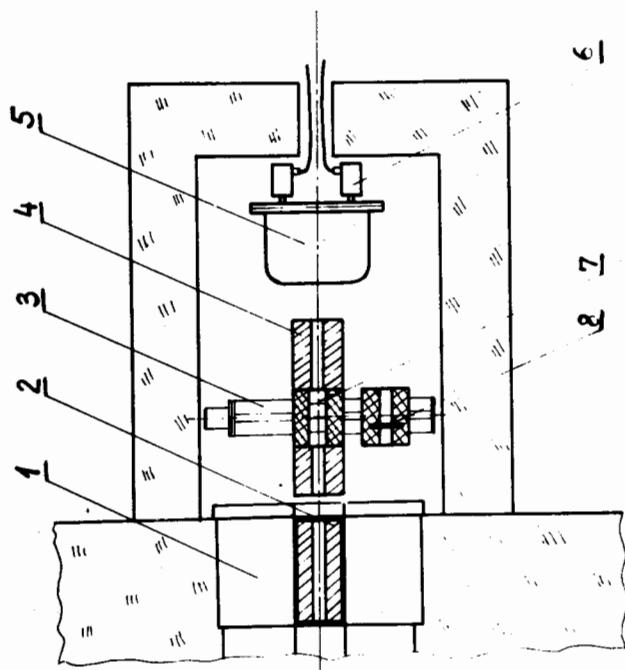


Рис. I. Расположение фильтров и детекторной аппаратуры на горизонтальном канале реактора ИРТ-2000: 1 - тепловая колонна; 2,4 - коллиматоры; 3 - механизм передвижения фильтров; 5,6 - ионизационная камера с предусилителями; 7, 8 - бериллиевый и самарийевый фильтры

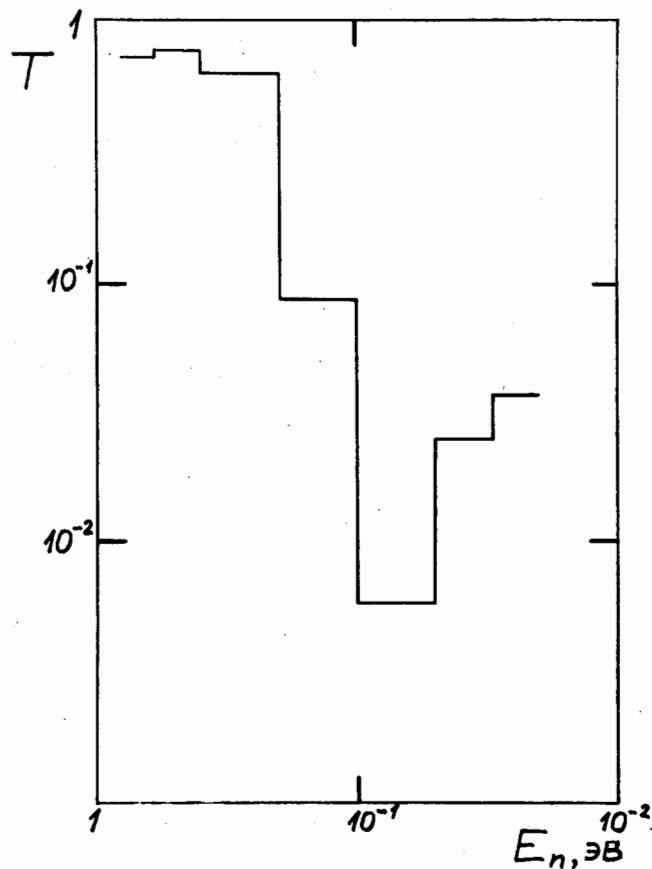


Рис.2. Кривая ослабления самарийевого фильтра

Для получения приемлемой скорости набора статистики в измерениях с бериллиевым фильтром ионизационная камера располагалась вблизи фильтра. При этом необходимо было учесть фоновые деления, обусловленные рассеянными нейтронами. Фон от рассеянных фильтром нейтронов измерялся на реакторе ИБР-30, для чего на пролетной базе 9,6 м была имитирована та же геометрия опыта, что и на реакторе ИРТ-2000. Уровень нейтронного фона определялся по пропусканию при помощи фильтра из Cd. Измерения фона показали, что в интервале  $0,003 \text{ эв} < E_n < 0,175 \text{ эв}$  число фоновых делений не превышает ~20% от полного числа зарегистрированных делений.

Долговременная стабильность электронной аппаратуры оценивалась по смещению максимума линии генератора импульсов и  $\alpha$ -линии  $^{254}\text{U}$ , содержащегося в урановой мишени. Максимальная амплитуда смещения обеих линий за 24 час не превышала 3–4 кэв [8]. Для наиболее вероятного легкого осколка такое смещение соответствует величине ~60–80 кэв. Дальнейшее уменьшение влияния дрейфа достигалось тем, что измерения энергий осколков с фильтрами проводились короткими ( $\leq 1$  час) сериями и чередовались с измерениями  $E_k^*$  в тепловой точке длительностью от 0,5 до 1 час. Наложением импульсов, формировавшихся при помощи двух дифференцирующих и двух интегрирующих цепочек с постоянными временем  $\tau_g = \tau_u = 2 \text{ мксек}$ , можно было пренебречь, так как скорость набора статистики в тепловой точке была  $\sim 100 \text{ сек}^{-1}$ , а в измерениях с фильтрами – в несколько раз меньше.

Всего в измерениях с фильтрами из Be и  $^{5m}$ Tb было зарегистрировано соответственно  $\sim 1,5 \cdot 10^6$  и  $\sim 0,7 \cdot 10^6$  делений, а в тепловой точке  $\sim 10^7$  делений.

Центр тяжести  $i$ -го энергетического спектра осколков определялся по формуле:

$$\bar{n}_i = \sum_{j=n_{\min}}^{n_{\max}} n_j \cdot N_j / \sum_{j=n_{\min}}^{n_{\max}} N_j, \quad (I)$$

где  $n_j$  и  $N_j$  – номер канала анализатора и счет делений в канале, а каналы  $n_{\min}$  и  $n_{\max}$  соответствуют нижней и верхней границам обрезания энергетического спектра осколков. Каждая из величин  $\bar{n}_i (\varphi)$  в измерениях с фильтрами сравнивалась с соот-

всегда сопровождающимися значениями  $\bar{n}_i'(th)$  и  $\bar{n}_i''(th)$  для спектров в тепловой точке до и после замера с фильтром:

$$\Delta n_i = \bar{n}_i(\varphi) - \langle \bar{n}_i(th) \rangle \quad (2)$$

В формуле (2) значение  $\langle \bar{n}_i(th) \rangle$  является средним по величинам  $\bar{n}_i'(th)$  и  $\bar{n}_i''(th)$ .

По величинам  $\Delta n(Be)$  и  $\Delta n(Sm)$  для отдельных измерений находились средневзвешенные по всем измерениям значения  $\langle \Delta n(Be) \rangle$  и  $\langle \Delta n(Sm) \rangle$ .

Энергетическая калибровка спектров проводилась по  $\lambda$ -линиям мицелии с учетом дефекта ионизации для смеси 90% Ar + 10% CH<sub>4</sub>.

Зная энергетическую "ширину" канала анализатора и величины  $\langle \Delta n(Be) \rangle$  и  $\langle \Delta n(Sm) \rangle$ , можно найти изменения средних кинетических энергий осколков в "бериллиевой" точке ( $E_H \leq 0,0052$  эВ) и в резонансе при  $E_H=0,29$  эВ по отношению к величине  $\bar{E}_K(th)$  в тепловой точке:

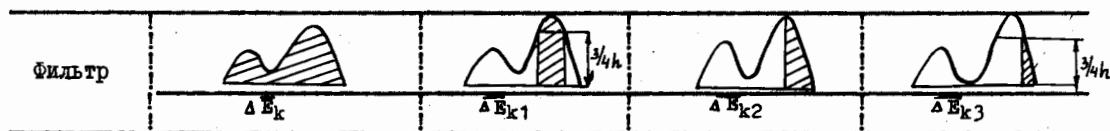
$$\begin{aligned} \bar{\Delta E}_K(Be) &= \bar{E}_K(Be) - \bar{E}_K(th); \\ \bar{\Delta E}_K(Sm) &= \bar{E}_K(Sm) - \bar{E}_K(th). \end{aligned} \quad (3)$$

Было найдено, что  $\bar{\Delta E}_K(Be)=(160 \pm 70)$  кэВ и  $\bar{\Delta E}_K(Sm)=(60 \pm 80)$  кэВ. Ошибки обеих величин определяются статистической точностью измерений и не учитывают ошибок, вносимых энергетической калибровкой.

Результаты эксперимента показывают, что значение  $\bar{E}_K(Be)$  в крыле "отрицательного" резонанса больше значения  $\bar{E}_K(Sm)$  в резонансе при  $E_H=0,29$  эВ примерно на 0,1 МэВ. Учет подложки от "отрицательного" резонанса в сечении деления  $b_f$ , которая при  $E_H=0,29$  эВ составляет ~60% от значения  $b_{fo}$  в максимуме резонанса, должен еще более увеличить эту разность. Однако относительно большие ошибки значений  $\bar{\Delta E}_K(Be)$  и  $\bar{\Delta E}_K(Sm)$  не позволяют статистически достоверно определить величину разности  $\bar{E}_K(Be) - \bar{E}_K(Sm)$ .

Помимо значений  $\bar{\Delta E}_K(Be)$  и  $\bar{\Delta E}_K(Sm)$ , рассчитанных по всему энергетическому спектру осколков, нами вычислялись следующие величины для группы легких осколков (таблица):  $\bar{\Delta E}_{K_1}$  -

Средние кинетические энергии осколков в измерениях с бериллиевым и  
самариевым фильтрами, кэв



Be	$160 \pm 70$	$30 \pm 140$	$80 \pm 160$	$80 \pm 250$
Sm	$60 \pm 80$	$-5 \pm 190$	$10 \pm 200$	$10 \pm 400$

Ил 5

с границами обрезания на уровне  $3/4$  от высоты пика легких осколков,  $\Delta \bar{E}_{k2}$  - для осколков правой половины пика легких осколков и  $\Delta \bar{E}_{k3}$  - для наиболее высокозенергетических осколков правее границы на уровне  $3/4$  от высоты пика легких осколков. Из таблиц видно, что, несмотря на большие ошибки, значения  $\Delta \bar{E}_{k1}$ ,  $\Delta \bar{E}_{k2}$ ,  $\Delta \bar{E}_{k3}$  в бериллиевой точке систематически выше соответствующих величин в резонансе 0,29 эв.

#### Обсуждение результатов

Значения  $\bar{E}_k$  осколков в резонансах зависят от относительных выходов симметричного деления и, следовательно, могут зависеть от значения  $\gamma$  для данного резонанса. При делении  $^{235}U$   $\beta$ -нейтронами меньшие относительные выходы симметричного деления ожидаются для  $\gamma^{\beta}=3^-$  по сравнению с резонансами, для которых  $\gamma^{\beta}=4^-$  [2]. Исходя из результатов настоящей работы, можно считать, что  $\bar{E}_k(Be) > \bar{E}_k(Sm)$ . Таким образом, можно предположить, что для "отрицательного" резонанса  $\gamma^{\beta}=3^-$ , а для резонанса при  $E_R=0,29$  эв значение  $\gamma^{\beta}=4^-$ . Такое предположение противоречит результатам работы [4], согласно которой для резонанса 0,29 эв  $\gamma^{\beta}=3^-$ .

В работе [3] отмечалось, что при определенных значениях  $\gamma$ ,  $\kappa$  превышение  $E^X$  над величиной барьера деления  $E_{\gamma, \kappa}$  может перейти в энергию относительного движения осколков в момент деления. Для составного делящегося ядра  $^{240}Pu$  величина  $\Delta = E^X - E(0^+, 0)$  порядка I Мэв [9]. Можно предположить, что такие динамические эффекты приведут к увеличению  $\bar{E}_k$  в резонансах с  $\gamma^{\beta}=0^+$  по сравнению с резонансами, для которых  $\gamma^{\beta}=1^+$  [10], хотя установлено, что  $\bar{E}_k(1^+) > \bar{E}_k(0^+)$  [11]. Для обнаружения таких динамических эффектов в работе [10] предлагается сравнение средних кинетических энергий для наиболее вероятных легких осколков. Там же предположено, что при делении составного ядра  $^{236}U$  динамические эффекты, если только они существуют, будут того же знака, что и эффект изменения  $\bar{E}_k$  за счет изменения относительных выходов симметричного деления в резонансах с различными значениями  $\gamma$ . Сравнение значений  $\Delta \bar{E}_{k1}(Be)$  и  $\Delta \bar{E}_{k1}(Sm)$

из таблицы показывает, что в пределах ошибок средние кинетические энергии наиболее вероятных легких осколков не меняются. Однако то обстоятельство, что величины  $\bar{E}_{k1}$ ,  $\bar{E}_{k2}$  и  $\bar{E}_{k3}$  в измерениях с Be систематически больше соответствующих величин для измерений с  $Sm$ , дает основание считать, что предположенная в работе [10] одинаковость по знаку обоих эффектов, по всей видимости, выполняется.

В заключение авторы выражают благодарность Н.Яневой и П.Айдемирскому за помощь в составлении программ и обработки данных, т. Бакалову за участие в измерениях и В.А.Шигину за ценные обсуждения.

#### Л и т е р а т у р а

1. Bohr A., Proc. Int. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 2 151 (1956).
2. Уиллер Дж. Успехи физики деления ядер. Атомиздат, 1963.
3. Андреев В.Н. Тезисы совещания по делению ядер. Ленинград, изд. АН СССР, 1961.
4. Reddingius E.R., Postma H., Olsen C.E., Rorer D.C., Sailor V.L., Nucl. Phys., A218, 84 (1974).
5. Cowan G.A., Bayhurst B.P. and Prestwood R.I., Phys. Rev. 130 2380 (1963); C2, 615 (1970).
6. Melkonian E. and Mehta G.K., Physics and Chemistry of Fission (IAEA, Vienna, 1965), v.2, p.355.
7. Бочваров С., Дерменджиев Е., Кашуков Н.. Physics and Chemistry of Fission (IAEA, Vienna, 1969) p.593.
8. Айдемирски П., Дерменджиев Е., Ильев Г., Константинов К., Чиков Н. Тезисы VI национальной конференции по физике. София, 1973.
9. Griffin J.J. Physics and Chemistry of Fission (IAEA, Vienna, 1965), v.1, p.23.
10. Дерменджиев Е. Bulgarian J. (в печати). Physics II. Toraskar J. and Melkonian E. Phys. Rev., C4, 267 (1971).

СПЕКТР МИНОВЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ  
 $^{235}_{\text{У}}$  ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ В ДИАПАЗОНЕ  
ЭНЕРГИИ ОТ 10 кэв до 1 Мэв

А.Лайтак, Л.Бки, Д.Клуго, М.Кечкемети, И.Микай  
(Центральный институт физических исследований, Будапешт)

П.Н.Дьяченко, Н.И.Семенова, В.М.Циксякин, Б.Д.Кузьминов  
(Физико-энергетический институт)

Аннотация

В работе описывается метод измерения и сообщаются предварительные результаты по исследованию спектра мгновенных нейтронов деления  $^{235}_{\text{У}}$  тепловыми нейtronами в диапазоне энергий от 10 кэв до 1 Мэв.

Abstract

Method of measuring of neutron spectrum from 10 Kev to 1 Mev for fission of  $^{235}_{\text{U}}$  induced by thermal neutrons is described and preliminary results are reported.

Информации о спектрах мгновенных нейтронов деления ядер представляет значительный интерес для расчета ядерных реакторов. К настоящему времени накоплен довольно обширный экспериментальный материал по этому вопросу. Но имеющиеся данные относятся в основном к области энергий нейтронов деления  $E_n > 0,5$  Мэв. Область же энергий  $E_n \leq 0,5$  Мэв по-прежнему практическим не изучена. Так, для изотопов  $^{235}U$  и  $^{239}Pu$ , являющихся основными компонентами ядерного горючего, такие данные вообще отсутствуют. Это связано с большими методическими трудностями получения соответствующей информации. В последнее время в связи с появлением быстрых и достаточно эффективных детекторов мягких нейтронов (литиевые стекла,  $LiJ$ -крикоталлы и т.д.) и развитием нанесекундной техники времени пролета такие эксперименты стали возможными. В результате сегодня мы располагаем данными о спектре мгновенных нейтронов  $^{252}Cf$ , начиная с  $E_n \sim 2$  кэв [1 - 5]. Анализ этих данных показывает, что в области  $E_n \leq 0,5$  Мэв наблюдается некоторое превышение количества нейтронов по сравнению с принимаемой при расчете реакторов щепкой, основанной на экстраполяции спектра из области более высоких энергий по закону  $\sqrt{E} \exp(-E/T)$ . В связи с этим особую актуальность приобретают аналогичные измерения для  $^{235}U$  и  $^{239}Pu$ .

Цель настоящей работы - измерение спектра мгновенных нейтронов деления  $^{235}U$  тепловыми нейтронами в диапазоне энергий 10 кэв  $< E_n < 1$  Мэв с помощью литиевого стекла и техники времени пролета. Следует отметить, что по сравнению с экспериментом по измерению спектров спонтанного деления в этом случае возникают дополнительные методические трудности. Детектор нейтронов на основе литиевого стекла обладает почти 100%-ной эффективностью к тепловым нейтронам, что приводит к высокому уровню фона случайных

севпадений. Для его снижения приходится использовать довольно громоздкую защиту детектора, которая, разумеется, искашает измеряемый спектр. Кроме того, литиевое стекло обладает заметной чувствительностью к  $\gamma$ -квантам и применение защиты не позволяет достаточно корректно провести измерения фона задержанных  $\gamma$ -лучей деления. Исключить или существенно понизить фон задержанных  $\gamma$ -квантов можно, применив соответствующую схему разделения нейтронов и  $\gamma$ -лучей. Однако при этом происходит некоторое понижение эффективности регистрации нейтронов. Отмеченные трудности частично преодолеваются в рамках использования относительного метода измерений, в котором исследуемый спектр измеряется относительно принятого за стандарт спектра спонтанного деления  $^{252}Cf$ .

Блок-схема эксперимента, выполненного в данной работе, показана на рис. I. Детектор осколков представлял собой газовую сцинтиляционную камеру, наполненную чистым аргоном при атмосферном давлении. Объем камеры просматривался фотоумножителем 56-UVP с кварцевым окном. Пучок тепловых нейтронов тангенциального канала реактора ЦИФИ ВВР-С формировался с помощью коллиматора длиной 2 м и на срезе имел форму прямозoomыльника со сторонами 4,5мм и 45мм. Последняя секция коллиматора длиной 40 см была выполнена из свинца и  $^{6}LiF$ . Для фильтрации пучка от возможной примеси быстрых нейтронов и  $\gamma$ -лучей использовались пробки из поликристаллического висмута и кварца длиной по 5 см, соответственно. Камера располагалась таким образом, что пучок проходил через тонкие окна (алюминиевая фольга толщиной 0,1мм) вдоль слоя делящегося вещества. В камере одновременно находились две мишени: слой  $^{235}U$  толщиной 1мг/см<sup>2</sup> и диаметром 45мм, нанесенный на алюминиевую фольгу толщиной 0,1мм, слой  $^{252}Cf$  интенсивностью  $1,2 \cdot 10^4$  дел/сек, диаметром 7мм, нанесенный на никелевую фольгу толщиной 0,1мм. Механическая система детектора осколков позволяла без нарушения условий измерения вводить в центр камеры поочередно один из этих слоев. Причем во время измерений на  $^{235}U$  слой  $^{252}Cf$  автоматически помещался в специальную кассету, предотвращающую регистрацию актов спонтанного деления.

Детектор нейтронов представлял собой литиевое стекло типа NE-908 толщиной 3мм и диаметром 45мм, находящееся в оптическом контакте с фотоумножителем 56-AVP. Детектор помещался в защитный

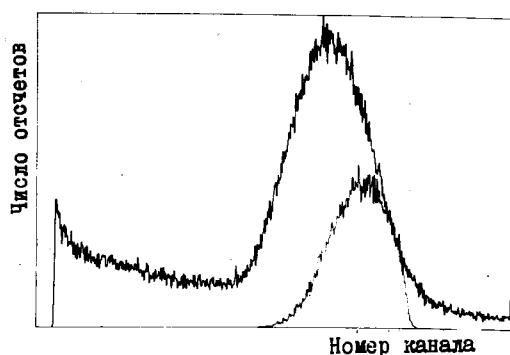
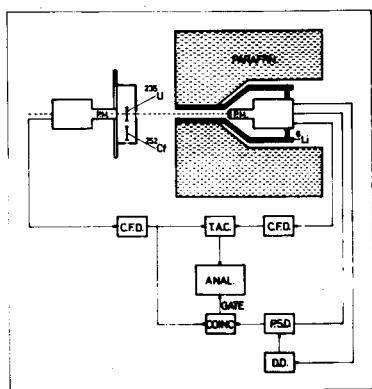


Рис. 2.

Спектры импульсов в линейном канале нейтронного детектора (большой пик - без управления схемой P.S.D.; малый пик - с управлением схемой P.S.D.)

Рис. 1.

Блок-схема эксперимента:  
 С.Ф.Д. - быстрый дискриминатор;  
 Т.А.С. - время-амплитудный конвертор;  
 АНАЛ. - 1024-канальный анализатор;  
 СОИНС. - схема совпадений;  
 Р.С.Д. - схема разделения нейтронов и  $\gamma$ -лучей;  
 Д.Д. - дифференциальный дискриминатор

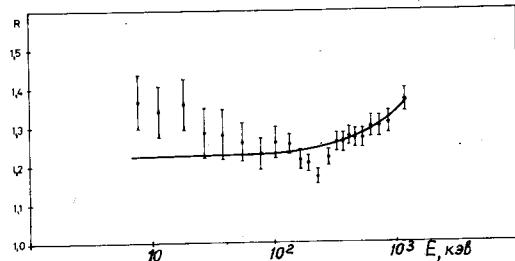


Рис. 3.

Отношение спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{153}\text{Cs}$  к спектру деления  $^{155}\text{U}$  тепловыми нейтронами. Данные приведены к одному числу делений,  $\gamma$  не учтено. Сплошная линия - отношение вида

$$4.25 \cdot (\exp(-E/1.55)) / (\exp(-E/1.35)).$$

куб из парафина со стороной 60см. Канал для прохождения нейтронов деления и нарость, в которой находился детектор, облицовывались защитой из гидрида  $^{6}Li$  толщиной 2см. Кроме того, в объеме между гидрид-литиевым чехлом и детектором размещалась цилиндрическая защита из свинца толщиной около 5см.

Для измерения спектра нейтронов использовался метод времени пролета. База составляла 30см. Импульсы "старт" и "стоп" формировалось быстрыми дискриминаторами (С.Ф.Д.) с выделением отметки времени по нестационарной доле амплитуды импульса; В качестве "стеневых" использовались импульсы с детектора осколков деления, задержанные на 40нсек. Импульсы с времена-амплитудного конвертора (Т.А.С.) подавались на 1024-канальный анализатор (ANAL). Для исключения фона задержанных  $\gamma$ -лучей и уменьшения уровня фона случайных совпадений в эксперименте применялась схема разделения нейтронов и  $\gamma$ -квантов (Р.С.Д.). Работой анализатора управляла схема совпадений (СОПМС.), которая выделяла акты совпадений между импульсами с детектора осколков и схемы разделения.

В основу схемы разделения положено различие в форме импульсов тока ФСУ от нейтронов и  $\gamma$ -лучей, обнаруженное для стекла  $NE-908$  [6]. Импульс тока имеет быструю ( $\tau \sim 5$ нсек) и медленную ( $\tau \sim 75$ нсек) компоненты вы辉ечивания, причем относительный вклад быстрой компоненты больше в случае регистрации нейтрона. Поэтому единаковым по величине импульсам от нейтронов и  $\gamma$ -квантов, пропорциональным полному световому выходу, соответствуют различные амплитуды импульсов, пропорциональных быстрой компоненте. Практически схема разделения включает в себя дифференциальный дискриминатор, блок выделения быстрой компоненты, быстрого дискриминатора и схему совпадений. Степень понижения эффективности регистрации  $\gamma$ -лучей определяется положением порога быстрого дискриминатора. К сожалению, литиевое стекло по своим разделительным свойствам значительно уступает таким общизвестным с этой точки зрения сцинтилляторам, как стильбен или  $NE-213$ . Это связано как с меньшим полным световым выходом  $NE-908$ , так и с тем, что доля быстрой компоненты импульса от нейтронов превышает соответствующую величину при регистрации  $\gamma$ -лучей всего на 25%. Это приводит к тому, что при понижении эффективности регистрации  $\gamma$ -лучей происходит уменьшение эффективности регистрации нейтронов. На рис. 2 показан спектр

тепловых нейтронов, регистрируемый в медленном канале нейтронного детектора без управления (большой пик) и с управлением (малый пик) схемой Р.С.Д. Доля малого пика составляет около 42% от пика тепловых нейтронов. При этом эффективность регистрации  $\gamma$ -лучей с энергиями, соответствующими окну дифференциального дискриминатора, снижается примерно в 10 раз.

В данной работе сообщаются результаты первого этапа измерений, в котором для уменьшения фона случайных совпадений, лигниновое стекло закрывалось пластинкой из  $^{6}LiF$  толщиной 3мм. Предполагалось, что поскольку в работе используется относительный метод измерений, это не должно существенно сказаться на результатах. Эксперимент выполнялся поочередно отдельными сериями для  $^{235}U$  и  $^{252}Cf$  с периодом, определяемым режимом работы реактора (3-5 дней). За 429 час работы с  $^{252}Cf$  и 347 час работы с  $^{235}U$  было зарегистрировано  $2,2 \cdot 10^{10}$  и  $1,6 \cdot 10^{10}$  актов деления, соответственно. Число совпадений осколок-нейтрон при уровне фона случайных совпадений 9 и 188 составляло при этом  $4 \cdot 10^5$  и  $7,2 \cdot 10^5$ , соответственно. Ширина  $\gamma$ -пика на половине высоты составила 2,3нсек. Результаты измерений в виде отношения спектров  $^{252}Cf$  и  $^{235}U$ , приведенных к одинаковому числу делений, показаны на рис.3. Сплошной линией показано отношение двух максвелловских распределений с параметрами Т, различными I,55 и I,35. При этом в измеренные спектры  $^{252}Cf$  и  $^{235}U$  до преобразования в шкалу энергий были введены поправки на фон случайных совпадений и фон рециклических нейтронов. Фон задержанных  $\gamma$ -квантов в обоих случаях примерно в пять раз подавлялся схемой разделения нейтронов и  $\gamma$ -лучей. Это обстоятельство, а также то, что временные спектры задержанных  $\gamma$ -квантов деления  $^{252}Cf$  и  $^{235}U$ , по-видимому, отличаются незначительно, позволяет надеяться, что поправка на этот эффект в наших измерениях мала и ее можно не вводить. Наиболее существенную неопределенность в результаты вносит, по-видимому, фон рассеянных нейтронов. Очевидно, что он должен быть несколько разным для  $^{252}Cf$  и  $^{235}U$ , так как форма спектров нейтронов деления этих ядер различна. Если пренебречь этой разницей и считать, что фон рассеянных нейтронов одинаков, то результаты, показанные на рис.3, свидетельствуют о том, что спектр нейтронов  $^{235}U$  в диапазоне энергий  $E_n < 0,5\text{MeV}$ , по-видимому, более мягкий, чем это принимается в настоящее время. Этот вывод, конечно, является предварительным. Для его уточнения необ-

ходимо введение поправки на различие в фоне рассеянных нейтронов. Такую поправку можно достаточно корректно ввести, если известна эффективность детектора нейтронов. Причем требования к ее точности в этом случае существенно ниже, чем при прямых измерениях спектра. В настоящее время нами ведется работа по получению эффективности детектора, а также продолжаются измерения спектров с целью увеличения статистической точности.

### Л и т е р а т у р а

1. Meadows, J.W. Phys. Rev., 157, 1076, 1967.
2. Werle, H. Report INR - 4/70-25, 1970.
3. Ю.С.Замятин, Н.И.Крошкин, А.К.Мельников, В.Н.Недедов.  
Nucl.Data for Reactors. V.2. IAEA, Vienna, 1970, p.183.
4. L.Eki, Gy.Kluge, A.Lajtai, P.Dyachenko, B.Kuzminov.  
Prompt fission neutron spectra, IAEA, VIENNA, p.81, 1972.
5. М.В.Блинов, В.А.Витенко, Н.М.Казаринов, И.Т.Крисик, В.Т.Туз.  
Нейтронная физика , ч.4. Обнинск, 1974, стр.138.
6. С.Соссева. Nucl. Instr. and Meth., 21, 93-6, 1963.

Fast Neutron Fission Spectrum Measurement of  $^{235}\text{U}$  at 0.52 MeV

Incident Neutron Energy

J. M. Adams

Atomic Energy Research Establishment, Harwell, Didcot, U.K.

P. I. Johansson

Atomic Energy Company, Studsvik, Sweden

Abstract

The measurement is a collaboration between Nuclear Physics Division at Harwell and the Neutron Physics Laboratory in Studsvik. The purpose was to repeat measurements on  $^{235}\text{U}$  at both laboratories which were discrepant in the energy range above 8-10 MeV. The measurement was made on the Harwell neutron time-of-flight facility, IBIS, and experimental parameters of importance were chosen to be identical to the previous ones. The result indicates close agreement with the Studsvik work that there is no evidence of a departure from a Watt formalism in the fission neutron spectrum of  $^{235}\text{U}$  at the higher neutron energies.

1. Introduction

Fission neutron spectral measurements have been conducted in many laboratories for several years, but most of them do not extend to neutron energies above 8-10 MeV. This collaborative experiment between Harwell and Studsvik using the Harwell 3 MeV pulsed Van de Graaff IBIS arose as a result of a discrepancy in the measurement of fission neutron spectra at the two laboratories which was primarily concerned with the shape of the fission neutron spectrum above a neutron energy of 8-10 MeV. The Studsvik<sup>(1)</sup> work indicated no radical departure from a Watt<sup>(2)</sup> distribution description, whereas the Harwell<sup>(3)</sup> work indicated an excess of neutrons at high energies with respect to Watt.

## 2. Experimental Details

### 2.1 Fast neutron detection

The neutron detector was an 11.5 cm diameter by 5 cm thick NE213 liquid scintillator coupled to a 10 cm diameter RCA8854 photomultiplier. The detector discriminator level was positioned on the 60 keV  $\gamma$ -rays of an  $^{241}\text{Am}$  source which is approximately equivalent to a neutron energy of 450 keV. A second detector, comprising a 10 cm diameter by 2.5 cm thick NE213 liquid cell coupled to a 12.5 cm diameter XP1040 photomultiplier was employed for monitoring the target neutron production. For both detectors, the fast neutron time-of-flight technique was employed to record the data. Pulse shape discrimination was used in conjunction with the main detector to reduce both prompt time dependent and random  $\gamma$ -ray background.

### 2.2 Detector efficiency response

The relative efficiency of the main detector as a function of neutron energy was measured by the scattering of monenergetic neutrons from right cylindrical polythene and carbon samples. The monoenergetic neutrons were produced using the  $T(p,n)^3\text{He}$ ,  $D(d,n)^3\text{He}$  and  $T(d,n)^4\text{He}$  reactions, and dimensionally identical polythene and carbon sample pairs were used for each source. The hydrogen scattering contribution was obtained by subtraction and a multiple scattering correction carried out on the data. The corrected experimental data agreed fairly well with a Monte Carlo<sup>(4)</sup> prediction of the detector response as shown in Fig. 1 and this calculated curve was adopted for efficiency correction purposes in analysing the fission neutron spectrum.

### 2.3 Fission neutron spectrum measurement

The actual measurement of the fission neutron spectrum was conducted using a right cylindrical solid sample of  $^{235}\text{U}$  (214 g, 96.5% enriched) situated 11 cm from a 40 keV thick Li metal target. A proton beam of 2.27 MeV was used which led to the production of  $0.52 \pm 0.02$  MeV neutrons. The main detector (suitably shielded from the primary neutrons) was positioned at a flight path of 3 metres from the  $^{235}\text{U}$  sample and at  $90^\circ$  with respect to the direction of the

proton beam onto the target. The monitor detector was positioned so as not to interfere with the main detector and aligned to look only at the primary neutrons from the target. In addition, a sample of Bi was also used to record the shape of the elastically scattered neutrons and the experimental data were recorded by cycling the samples, plus a background (i.e. no sample) position using an automatic sample changer. The electronic arrangement used enabled the automatic recording, for each of the 3 sample positions, of neutron time-of-flight spectra plus the cumulative time  $\gamma$ -ray spectrum for the main detector and total time-of-flight spectra for the monitor. A total of 48 hours, corresponding to 30 hours of the  $^{235}\text{U}$  sample position, accelerator time was required to accumulate the  $^{235}\text{U}$  fission neutron spectrum shown in fig. 2. As can be seen there is no "interference" from a large prompt  $\gamma$ -ray time peak with the high energy region of the fission neutron spectrum - the small time  $\gamma$ -ray peaks are as a result of " $\gamma$ -break through" ( $\ll 0.1\%$ ) from the PSD system used. The overall time independent background is flat, not only in the region shown, but also from the neutron spectra corresponding to the Bi and background positions, and corresponds to  $< 2\%$  of the maximum in the actual fission spectrum. In order to ensure that no time shifts were occurring during the long time required to accumulate the data, the contents of both multi-channel analysers were printed out and the device cleared several times in the course of the experiment. In fact no time shifts were observed. The spectrum shown in fig. 2 was obtained by the addition of several such spectra.

#### 2.4 Energy calibration

One of the most crucial aspects of fission neutron spectral measurements is to calibrate the time scale of the spectrum in terms of neutron energy. This becomes more important at the highest neutron energies since, although the time scale is linear, the time differences become increasingly smaller with increasing neutron energy. For this measurement it was necessary to calibrate up to  $\sim 16$  MeV, and the method adopted was to move the main detector to  $0^\circ$  with respect to the accelerated charged particle beam, maintaining the same flight-path of 3 metres, but measured now between the target and detector, and record, under otherwise

the same experimental conditions, three ( $d,n$ ) neutron time-of-flight spectra with neutron groups covering the desired energy range. Firstly, the  $^{10}\text{B}(d,n)^{11}\text{C}$  reaction at 3.059 MeV, which, with a reaction Q-value of 6.467 MeV, led to neutron groups ranging from 0.559 MeV to 9.490 MeV. Secondly, the  $^{11}\text{B}(d,n)^{12}\text{C}$  reaction at 1.959 and 2.912 MeV, which, with a reaction Q-value of 13.733 MeV, led to neutron groups ranging from 2.970 to 15.366 MeV and 1.409 to 16.413 MeV respectively. After the appropriate  $\gamma$ -time peak adjustments, this led to a calibration, in terms of neutron flight times per metre,  $\gamma$ , for the fission neutron spectrum of

$$\gamma = -0.1488 \times CH + 144.0883 \quad (1)$$

where CH is the channel number, and from which the energy of a particular channel can be readily obtained.

### 3. Analysis

#### 3.1 Experimental data

The analysis of the  $^{235}\text{U}$  fission neutron spectrum was carried out using an adaptation of the computer program used at Studsvik. The spectrum was converted to energy channel by channel using the above relation (1), corrected for background and detector efficiency response, and then integrated in equal energy intervals of 0.5 MeV to obtain the number of neutrons per energy interval,  $N(E)$ , and  $N(E)/E^{1/2}$  where E is the average neutron energy in each interval. The result is shown in fig. 3 as a function of  $N(E)/E^{1/2}$  against E.

#### 3.2 Interpretation

Two familiar forms are given in the literature to describe fission neutron spectra, viz. a Maxwellian distribution due to Terrell<sup>(5)</sup>, which can be written as

$$N(E) \propto E^{1/2} \exp(-E/T) \quad (2)$$

where T is the fission "temperature" and is related to the average fission energy,  $\bar{E}$ , by  $\bar{E} = 1.5T$ , or a Watt distribution which can be written as

$$N(E) \propto \exp(-AE) \sinh(\sqrt{BE}) \quad (3)$$

where A and B are constants defining the shape of the distribution and are related to  $\bar{E}$  by

$$\bar{E} = (1.5 + 0.25 B/A)/A \quad (4)$$

#### 4. Result

Both forms of distribution were used to describe the experimental data as shown in fig. 3. The Maxwellian distribution led to values of  $T = 1.330 \pm 0.009$  MeV and  $\bar{E} = 1.995 \pm 0.014$  MeV, whereas the Watt distribution formalism led to values of  $A = 1.077 \pm 0.012$  MeV<sup>-1</sup> and  $B = 2.949 \pm 0.146$  MeV<sup>-1</sup> with  $\bar{E} = 2.028 \pm 0.038$  MeV, for least squares fits to the data between 1 and 16 MeV neutron energies. By comparison, the Studsvik result (dotted in fig. 3) for <sup>235</sup>U, obtained for a fit between 0.16 and 15 MeV, agrees very well for the neutron distribution and the value of  $\bar{E}$ . The Studsvik results are  $A = 1.000 \pm 0.013$  MeV<sup>-1</sup> and  $B = 1.970 \pm 0.134$  MeV<sup>-1</sup> which lead to the mean energy  $\bar{E} = 1.993 \pm 0.040$  MeV.

At the present time no attempt has been made to subtract out the enormous elastic scattering neutron group, since the neutron bias was  $\sim 450$  keV and the incident neutron energy was 520 keV. It was not felt meaningful to attempt fits to lower neutron energies since the shape of the relative detector efficiency response peaks  $\sim 1$  MeV and this energy region is particularly susceptible to any slight variation of the electronic conditions. Also the primary objectives of this measurement were aimed at resolving discrepancies between existing measurements concerned with the high energy end of the spectrum.

#### References

- (1) Johansson, P. I., Holmqvist, B., Wiedling, T. and Jekl, L. Conf. on Neutron Cross-sections and Technology, Washington, March 1975.
- (2) Watt, B. E., Phys. Rev. 87, 1037 (1952).
- (3) Rose, J. L., Ph.D. work, unpublished.
- (4) Batchelor, R., Gilboy, W. B., Parker, J. B. and Towle, J. H. Nuc. Instr. and Meth. 13, 70 (1961).
- (5) Terrell, J. Phys. Rev. 113, 527 (1959) and Proc. of the Salzburg Symposium Vol. II p.3, IAEA, Vienna (1965).

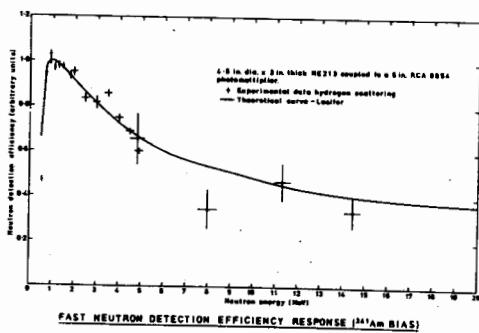


FIGURE 1. FAST NEUTRON DETECTION EFFICIENCY RESPONSE ( $^{241}\text{Am}$  BIAS)

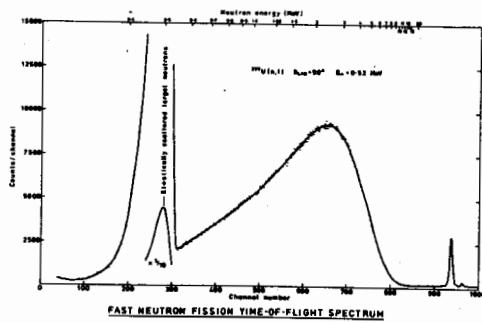


FIGURE 2. FAST NEUTRON FISSION TIME-OF-FLIGHT SPECTRUM

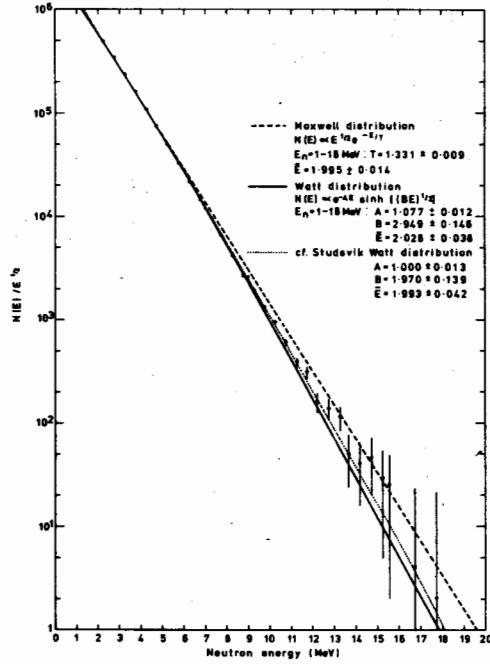


FIGURE 3.  $^{235}\text{U}$  FISSION NEUTRON SPECTRUM

ИЗМЕРЕНИЕ СРЕДНЕГО ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ ИЗ  
ОСКОЛКОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ  $^{252}\text{Cf}$  И  
ДЕЛЕНИЯ  $^{239}\text{Pu}$  ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

В.Г.Басова, В.А.Коростылев, А.Д.Рабинович,  
Д.К.Рязанов

(Научно-исследовательский институт атомных реакторов  
им. В.И.Ленина)

Аннотация

Приводятся результаты многомерных измерений нейтронной эмиссии из отдельных осколков для спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  и деления  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейtronами.

Abstract

The results are presented on the multidimensional measurements of neutron emission from isolated fragments for  $^{252}\text{Cf}$  spontaneous fission and for  $^{239}\text{Pu}$  thermal neutron fission.

Большой интерес для изучения динамики процесса деления ядер представляет одновременное сопоставление нескольких его характеристик. Такую возможность представляют результаты многомерных измерений, в которых одновременно регистрируется два или большее число параметров. Наиболее обстоятельные трехпараметровые измерения проведены в настоящее время для спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ . Обзор работ по нейтронной и  $\gamma$ -эмиссии из осколков деления  $^{252}\text{Cf}$  выполнен в работе [1]. В большинстве экспериментальных работ детектором мгновенных нейtronов являлся жидкий сцинтиллятор большого объема с растворенным кадмием или гадолинием.

В настоящей работе представлены результаты многомерных измерений нейтронной эмиссии из осколков деления, выполненные несколько отличающейся методикой. Детектором нейtronов служил пластмассовый сцинтиллятор размером  $\varnothing 175 \times 70$  мм в сочетании с ФЭУ-36, расположенный на расстоянии 36 см от мишени с делящимися изотопами.

Достаточно хорошее разделение нейtronов и  $\gamma$ -лучей деления производилось методом времени пролета. Момент деления отмечался по сцинтилляциям в газе камеры. Кинетические энергии оскол-

ков измерялись двойной ионизационной камерой. Экспериментальная информация накапливалась в виде двух матриц по 64 x 64 каналов в многоканальном анализаторе АИ-8192. Одна матрица  $N_{[E_1, E_2]}$  содержала информацию о двойных совпадениях (осколок-осколок), другая  $N_{\nu [E_1, E_2]}$  - о тройных (осколок-осколок-нейтрон). Этого достаточно для расчета  $\nu_{[E_1, E_2]}$  - среднего числа нейтронов, соответствующего индивидуальному акту деления с заданными  $E_1, E_2$  - кинетическими энергиями. Корректное вычисление  $\nu_{[E_1, E_2]}$  требует довольно сложной математической обработки и учета вклада многих поправок.

Процесс обработки разделялся на два этапа. На первом, проводились следующие процедуры:

- 1.Вычет фона нейтронного детектора;
- 2.Вычет фона случайных двойных совпадений;
- 3.Вычет фона случайных тройных совпадений;
- 4.Устранение выбросов и грубое слаживание;
- 5.Энергетическая калибровка и симметризация координатных осей;
- 6.Суммирование отдельных серий.

На втором этапе вводилась коррекция на модель испарения нейтронов из движущихся осколков. Расчет этой коррекции основан на зависимости эффективности  $\xi(E)$  нейтронного детектора от энергии нейтронов в лабораторной системе координат и учетом вылета части нейтронов назад из осколка дополнительной массы. Необходимо также учесть угловое распределение осколков, конечные размеры детектора нейтронов, изменение массы осколка из-за вылета нейтронов. С учетом всех перечисленных факторов был разработан алгоритм и составлена программа обработки для машины БЭСМ-4. Исходные данные по спектрам нейтронов в системе центра масс брались из работы [2].

Полная картина выхода нейтронов для всех возможных событий спонтанного деления  $^{252}Cf$  представлена в координатах  $\nu_{[E_k, M]}$  (рис. I). Суммарное число зарегистрированных нейтронов равно  $9 \cdot 10^4$ . Здесь  $M$ -массовое число осколка;  $E_k$  - суммарная кинетическая энергия. Отношение пик/провал в интегральном массовом распределении составило  $\sim 15$ . Контурными кри-

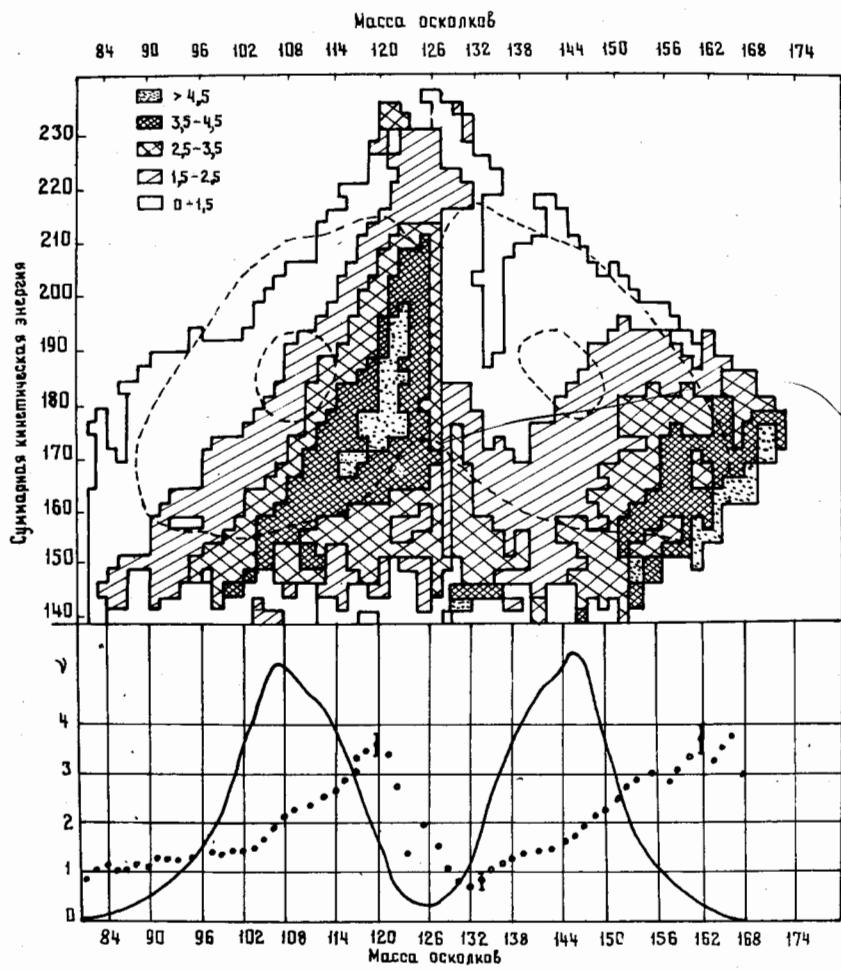


Рис. I. Многомерная картина выхода нейтронов из осколков спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$

выми показан выход осколков на уровне 70% и 5% от максимума. Программой обработки предусматривалось также получение распределений в координатах  $[E_1, E_2]$ ,  $[E_1, M_1]$  и вычисление статистических ошибок для этих распределений.

Структура распределения (см. рис. I) очень отчетливо передает черты низкоэнергетического деления: пилообразный выход нейтронов с ростом массы осколка и монотонное уменьшение числа нейтронов с ростом  $E_k$ . Максимальное число испущенных нейтронов  $\sqrt{=}$  5 принадлежит легкому осколку с массой  $M = 120$  м.ед.

Интересна особенность, что для этой массы и соседних замечательных выход нейтронов наблюдается даже для предельных значений  $E_k$ . Возможное объяснение этого эффекта состоит в том, что спектр нейтронов в системе центра масс для этих осколков жесткий. Минимальный выход нейтронов наблюдается для осколков с массой  $M=82,=132$ . Это свойство, например, для массы 132 сохраняется в широком интервале изменения  $E_k$ , то есть изменения расстояния между центрами образующихся осколков. Таким образом, для этих случаев деления сильно деформируется только один осколок, другой остается сугубо сферическим. Отсутствие многомерной информации для деления  $^{239}Pu$  стимулировало проведение измерений выхода нейтронов для этого изотопа. Аппаратура и методика измерений, а также программа обработки аналогичны уже описанным при измерениях с  $^{252}Cf$ . Деление изотопа  $^{239}Pu$  осуществлялось на пучке тепловых нейтронов реактора СМ-2.

Многомерная картина выхода нейтронов представлена на рис. 2. Суммарное число зарегистрированных нейтронов равно  $2 \cdot 10^4$ . Отношение пик/провал в интегральном массовом распределении составило  $\sim 100$ .

Как видно из сопоставления рис. I, 2, распределения выхода нейтронов подобны. Минимальное число нейтронов наблюдается для осколков с массами  $M=82,=132$ . Максимальное число испускаемых нейтронов равно  $\sqrt{=}=5$ , но соответствует осколку с другим значением массы  $M=114$ . Зависимость  $\sqrt{ } (M)$  согласуется с данными работы [3]. Характерной особенностью распределений выхода нейтронов

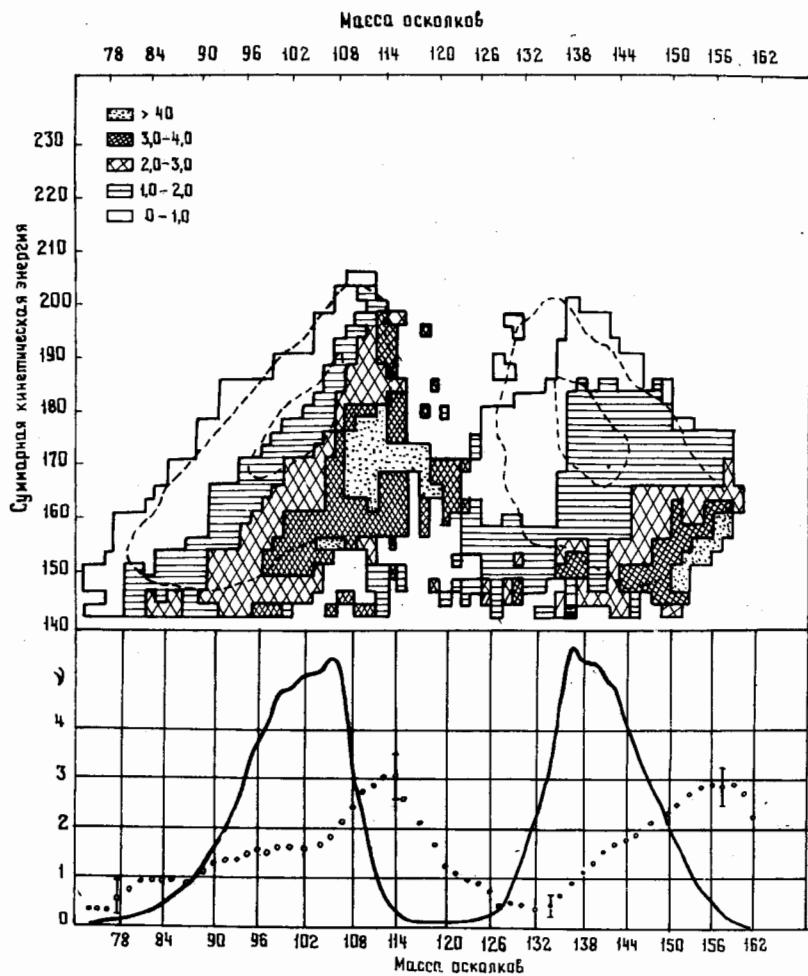


Рис.2. Многомерная картина выхода нейтронов из осколков деления  $^{239}_{\text{Pu}}$  тепловыми нейтронами

нов из легкого осколка для спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  и деления  $^{239}\text{Pu}$  можно считать факт испускания максимального числа нейтронов при наиболее вероятном значении суммарной кинетической энергии.

Величина средней энергии, затрачиваемой на испускание одного нейтрона тяжелыми осколками, определенная из данных настоящей работы, составила около 8 Мэв для  $^{239}\text{Pu}$ .

#### Л и т е р а т у р а

1. Nifenecker H., Signarbieme G., Badinet P. and Poitou J. Third Symposium on the Physics and Chemistry of Fission, Rochester, New-York, 1973. IAEA-SM-174/207.
2. Bowman H.R., Thompson S.G., Milton J.C.D. and Swiatecki W.J. Phys.Rev., 126(1962), 2120.
3. Апалин В.Ф., Грицюк Ю.Н., Кутиков И.Е., Лебедев В.И., Микаэлян Л.А. Препринт ИАЗ-710, Москва, 1964.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕГО ЧИСЛА НЕЙТРОНОВ НА АКТ ДЕЛЕНИЯ  $^{252}\text{Cf}$   
Б.М. Александров, Л.М. Белов, Л.В. Драпчинский, Я.М. Крамаровский, Г.Е. Локкомоев, В.Г. Матихаин, К.А. Петрак, А.Г. Прусаков, А.В. Сорокина, Э.А. Шамин

(Радиевый институт им. В.Г. Хлопина)

О.А. Митуньев, Г.М. Стуков, В.Т. Щеболев, И.А. Ярицкина  
(Всесоюзный научно-исследовательский институт  
метрологии им. Д.И. Менделеева)

#### Аннотация

Методом раздельного определения нейтронных выходов калифорнийевых источников и скорости числа делений в них измерена величина  $\bar{y} (^{252}\text{Cf})$  для серии новых источников из калифорния высокой степени очистки. За счет улучшения качества активных слоев источников снижена погрешность определения скорости делений в них до 0,35%. Получено значение  $\bar{y} (^{252}\text{Cf}) = 3,747 \pm 0,036$ . Приводится описание конструкцией и параметров сферической марганцевой ванны, на которой будет продолжаться работа по уточнению величины  $\bar{y} (^{252}\text{Cf})$ .

#### Abstract

By means of separate determination of neutron yields and rates of fission event numbers from californium sources the  $\bar{y}$  value for a series of new high purity californium-252 sources was measured. Due to improved quality of active layers on the sources the error in determination of the fission rate from them was reduced to 0.35%. The obtained value is  $\bar{y} (^{252}\text{Cf}) = 3,747 \pm 0,036$ . Description of spherical  $\text{MnSO}_4$ -bath construction and its parameters are given. This bath will be used for making more precise the  $\bar{y} (^{252}\text{Cf})$  value.

Работы по измерению  $\bar{v}(^{252} Cf)$  были начаты в 1972 г. Радиевым институтом им. В.Г. Хлопина и ВНИИМ им. Д.И. Менделеева [1]. Изготовление калифорниевых источников и измерение скорости делений в них проводилось в РИ методом малого телесного угла, в то время как нейтронные выходы тех же источников измерялись в ВНИИМ различными методами.

Средневзвешенная погрешность определения нейтронного выхода составляла 0,9%.

Измерения скорости числа делений были осуществлены с погрешностью 0,7%. Таким образом было получено предварительное значение  $\bar{v}(^{252} Cf) = 3,770 \pm 0,045$ .

Дальнейшее снижение погрешности измерения  $\bar{v}$  осуществлялось по двум направлениям: а) приготовление новых высококачественных источников из хорошо очищенного калифорния с последующим измерением скорости деления камерой малого телесного угла; б) измерение нейтронных выходов с помощью проточной марганцевой ванны, созданной в Радиевом институте.

Калифорниевые источники приготавливались из солянокислого раствора калифорния после грубой и тонкой хроматографической очистки. Поскольку основным требованием, предъявляемым к калифорниевым источникам, были равномерность и прочность активного слоя, то для приготовления источников был использован метод термораспыления.

Перед напылением калифорния на подложку проводился предварительный прогрев лодочки с сухим остатком калифорния с целью удаления из него остатков смолы и легколетучих примесей, оставшихся после цикла тонкой очистки. Прогрев осуществлялся до температуры  $1200^{\circ}\text{C}$ , при этом значительного распыления калифорния не наблюдалось, распыление калифорния проводилось обычно при температуре  $1800^{\circ}\text{C}$ . В том случае, когда распыление производилось с расстояния 15 мм до подложки, неравномерность слоя по радиусу активного пятна достигала 10%. С целью улучшения равномерности слоя были опробованы лодочки различных конфигураций, в том числе и с направленным соплом диаметром 1 мм и высотой 3 мм, однако опыт работы с ними показал, что заметного улучшения равномерности получить не удается. Поэтому в дальнейшем распыление проводилось на расстоянии 30 мм, что обеспечивало равномерность слоя в пределах 3%.

Равномерность толщины активного пятна по радиусу контролировалось путем регистрации  $\alpha$ -частиц диафрагмированным ( $\phi = 0,5$  мм) поверхностно-барьерным детектором.

При изготовлении калифорниевых источников термораспылением был обнаружен эффект сепарации трансурановых элементов. Так, например, отношение  $\alpha$ -активностей кирия и калифорния в исходном растворе составляло 2,5; в то время как на мишени оно было равно 0,25. По всей вероятности, это явление связано с различной летучестью окислов кирия и калифорния и может быть использовано для дополнительной очистки калифорния непосредственно в процессе изготовления источника. Всего было изготовлено четыре источника с навесками по  $^{252}\text{Cf}$  в диапазоне 0,129–0,424 мкг.

За счет хорошей равномерности слоя, четкой геометрии активного пятна и уменьшения неопределенности самораспыления погрешность измерения скорости делений в этих источниках методом малого телесного угла была снижена до 0,35%.

Для улучшения точности измерений нейтронных потоков калифорниевых мишеней в Радиевом институте в 1974 г. создается установка со сферической проточной марганцевой ванной.

Режим протока при измерении наведенной активности  $^{56}\text{Mn}$  обладает тем преимуществом по сравнению со статическим режимом, что время измерения, а следовательно, и набор статистики ничем не ограничивается, поэтому статистическая ошибка измерения наведенной активности может быть сведена практически к нулю. В то время как статистика счета при измерении активности погружным счетчиком определяется площадью кривой распада  $^{56}\text{Mn}$ . Проточный режим допускает две модификации работы:

а) непрерывные измерения при погруженном нейтронном источнике и б) измерения по достижении насыщенной активности ванны при извлеченном источнике. В обоих случаях насыщенная активность ванны рассчитывается по результатам измерений проточным  $\gamma$ - $\beta$ -счетчиком с использованием соответствующих формул [2].

Ванна представляет собой сферу, сваренную из листовой нержавеющей стали, с двумя фланцами по вертикальному диаметру, к которым крепятся трубопроводы. Прокачка водного раствора сульфата марганца осуществляется через две замкнутые петли. Одна петля служит только для перемешивания раствора, в

нее включены два насоса-дозатора марки НД400/16 с общей производительностью 800 л/час; в другую петлю входят два насоса-дозатора марки НД100/10 с производительностью 200 л/час и проточный  $\gamma$ - $\beta$ -счетчик.

$\gamma$ - $\beta$ -счетчик представляет собой камеру из нержавеющей стали ( $t = 0,5$  мм), в которую вставлялись два кристалла NaJ(Tl) размером 150x100 мм, с ФЭУ-49Б. Для увеличения эффективности регистрации конфигурация счетчика была выполнена таким образом, что активный раствор обтекал не только торцы кристаллов, но и их боковую поверхность.

Для регистрации наведенной активности  $^{56}\text{Mn}$  была создана высокостабильная установка  $\gamma$ - $\beta$ -совпадений. Длительные контрольные измерения с реперными источниками  $^{88}\text{Y}$  и  $^{54}\text{Mn}$ , показали, что нестабильность счетных каналов и канала совпадений определяется только статистикой измерений.

Ванна была заполнена 25%-ным водным раствором сульфата марганца особо высокой степени чистоты — захват тепловых нейтронов примесными элементами не превышал в сумме 0,1% от захвата нейронов марганцем.

Высокая концентрация раствора предусмотрена для дальнейшего его разбавления и работы ванны при различных концентрациях, что дает возможность исключить из результатирующей ошибки определения нейтронного потока ошибку, связанную с определением сечения захвата нейронов марганцем и водородом.

За время запуска и отладки проточной марганцевой ванны измерения нейтронных выходов новых калифорнийевых источников проводились в ВНИИМ им. Д.И. Менделеева методами, описанными в работе [3]. Величина  $v(^{252}\text{Cf})$  была найдена равной  $3,747 \pm 0,036$ .

Дальнейшие уточнения величины  $v(^{252}\text{Cf})$  будет осуществляться с использованием проточной марганцевой ванны Радиевого института.

#### Л и т е р а т у р а

1. Нейтронная физика. Т. II, стр. 76. Обнинск, 1974.
2. J. Nucl. Energy, 19, 409 (1965).
3. И.А. Ярицкого, Ю.В. Иванов, О.Д. Андреев. Нейтронные измерения. Москва, 1973.

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ  $\bar{V}$   
ДЛЯ ВАЖНЕЙШИХ ДЕЛЯЩИХСЯ МАТЕРИАЛОВ

Л.И.Прохорова, В.П.Платонов, Б.Нурпесов, Г.Н.Смирненкин  
(Физико-энергетический институт)

Аннотация

Показано, что погрешность совокупности известных данных удовлетворяет современным требованиям, предъявляемым к точности измерений энергетической зависимости  $\bar{V}$  для урана-235, урана-238, плутония-239.

Abstract

It is shown that the uncertainty of available sets satisfies the up-to-date requirements to the experimental accuracy of energy dependence of  $\bar{V}$  for U<sup>235</sup>, U<sup>238</sup> and Pu<sup>239</sup>.

К настоящему времени о зависимости среднего выхода мгновенных нейтронов  $\bar{V}$  от энергии бомбардирующих нейтронов  $E_n$  для важнейших реакторных материалов U<sup>235</sup>, U<sup>238</sup>, Pu<sup>239</sup> накоплена обширная совокупность экспериментальных данных, позволяющая исследовать взаимосогласованность отдельных работ, выработать рекомендованную кривую  $\bar{V}(E_n)$ , оценить ее погрешность. В таком, как принято говорить, оцененном виде информация о  $\bar{V}(E_n)$  наиболее удобна для дальнейшего использования физиками-реакторщиками. К сожалению, до сих пор мало было внимания удалено вопросу об оценке достигнутой точности измерений  $\bar{V}(E_n)$  и удовлетворении потребностей практики, несмотря на то, что это главная цель исследований состояния ядерных данных. В настоящей работе предпринята попытка восполнить этот пробел.

Расчет рекомендованной кривой и ее погрешности обычно производится по методу наименьших квадратов, в котором содержится предположение, что ошибки экспериментальных данных некоррелированы и их разброс имеет только случайную природу. В этом случае погрешность кривой падает с ростом числа точек в рассматриваемой совокупности как  $1/\sqrt{N}$ . Это верно для статистической ошибки, но не полной погрешности кривой, которая интересует. Погрешности измерений включают в себя систематические ошибки, которые в значительной мере коррелированы и не подчиняются закону  $1/\sqrt{N}$ . Оцененная тем или иным способом, она должна суммироваться со статистической ошибкой кривой. Итак, стандартный подход в рамках метода наименьших квадратов в указанном смысле, игнорирующий возможные систематические расхождения между данными разных авторов, ведет к завышению точности результатов анализа  $1/\sqrt{N}$ .

Измерения энергетической зависимости  $\bar{v}(E_n)$  производятся относительным методом: по отношению к стандарту - значение  $\bar{v}_0$  для спонтанного деления  $Cf^{252}$ , погрешность которого  $\Delta_0$  в ошибку измерений по установленной традиции не включается. Тогда ошибку измерения  $\bar{v}(E_n)$  можно представить в виде

$$\tilde{\Delta}^2 = \Delta^2 + \Delta_x^2, \quad (I)$$

где  $\Delta$  - ошибка экспериментальной точки, включающая в себя, кроме статистической, систематическую погрешность, связанную с введением поправок в результаты непосредственных измерений;  $\Delta_x$  - систематическая погрешность, неизвестная экспериментатору, ответственная за расхождения данных разных работ за пределы указываемых ошибок  $\Delta$ . Поэтому погрешность  $\Delta_x$  может быть выявлена только из анализа совокупности данных. Для большинства ядерных констант она является определяющей.

Чтобы оценить компоненту погрешности  $\Delta_x$  совокупности данных, необходимо исследовать такие функционалы  $F(\bar{v})$  энергетической зависимости  $\bar{v}(E_n)$ , чтобы в дисперсии  $\tilde{\Delta}^2 F = \Delta^2 F + \Delta_x^2 F$ , определенной по данным разных авторов, статистическими флуктуациями можно было пренебречь,

т.е.  $\Delta^2 F \ll \Delta_x^2 F$ . Этому условию могли бы удовлетворять функционалы интегрального типа, объединяющие достаточно большое число экспериментальных точек  $N / I$ . Многогрупповые постостоянные

$$\bar{V}_k = \int_{\Delta E_k} \bar{V}(E_n) \cdot N(E_n) \sigma_f(E_n) dE \cdot \left( \int_{\Delta E_k} N(E_n) G_f(E_n) dE \right)^{-1}, \quad (2)$$

погрешности которых, а не рекомендованной кривой  $\bar{V}(E_n)$ , в конечном счете и нужны физикам-реакторщикам, являются именно такими функционалами. В формуле (2)  $N(E_n)$  - спектр нейtronов;  $\sigma_f$  - сечение деления;  $\Delta E_n$  - ширина энергетической группы.

В настоящем анализе использовалась совокупность данных о  $\bar{V}(E_n)$  для  $U^{235}$ ,  $U^{238}$ ,  $Pu^{239}$  [2], дополненная результатами последних измерений [3-5]. Исследовался диапазон  $E_n = (0.1 \div 4) \text{ MeV}$ , объединяющий ряд верхних групп системы констант БНАБ [6], в которых требования к точности  $\bar{V}_k$  особенно высоки ( $\sim 1\%$ ) [7]. Чтобы удовлетворить условию малости статистической погрешности рассматриваемых функционалов, из анализа мы исключили выборки (отдельные работы) с малым числом точек или большой погрешностью измерений  $\tilde{\Delta}$ , выдвинув критерий  $\tilde{\Delta}/\sqrt{N} < 0.3\%$ . Число отобранных по этому признаку данных составило около 90% объема всей совокупности. Для каждой выборки, дополненной стандартным тепловым значением  $\bar{V}_T$  ( $U^{235}$ ,  $Pu^{239}$ ) и удовлетворяющей последнему требованию, были получены плавная кривая  $\bar{V}(E_n)$  (с помощью полиномиального описания методом наименьших квадратов [2]) и набор групповых постоянных  $\bar{V}_k$  для той области  $E_n$ , в которой выполнен эксперимент.

В таблице приведена сводка результатов расчета последовательно для каждого из изотопов: групповые значения  $\bar{V}_k$  для каждой выборки, среднее значение  $\langle \bar{V}_k \rangle$ , 66%-ный доверительный интервал  $\Delta \langle \bar{V}_k \rangle$  по критерию Стьюдента, среднее значение  $\langle \bar{V}_P \rangle$  и погрешность  $\Delta \bar{V}_P$  для рекомендованной кривой (полиномиальное описание полной совокупности данных методом наименьших квадратов [2]). Расчет среднего  $\langle \bar{V}_k \rangle$  и дисперсии  $\Delta \langle \bar{V}_k \rangle$  выполнен в предположении равноточности выборок.

Величина	Литературный источник	$E_{\nu}$ , МэВ					
		0,1-0,2	0,2-0,4	0,4-0,8	0,8-1,4	1,4-2,5	2,5-4,0

<u>Уран-235</u>							
/8/	2,424	2,436	2,460	2,511			
/9/	2,421	2,443	2,486	2,519	2,613	2,827	
/10/	2,431	2,450	2,490				
/11/	2,463	2,408	2,457				
J <sub>c</sub>			2,463	2,519	2,629		
/12/			2,461	2,475	2,543		
/13/			2,427	2,461	2,526		
/14/	2,413				2,523	2,659	2,822
/15/					2,527		
/16/	2,420	2,436	2,469				
/17/			2,450	2,474			2,793
/18/							
/19/							
/20/							
/21/							
/22/							
/23/							
/24/							

<u>Уран-238</u>							
J <sub>i</sub>	/17/					2,589	2,792
/18/						2,604	2,789
/19/						2,591	2,727
/20/						2,599	2,765
/21/							
/22/							
/23/							
/24/							
/25/							
/26/							
/27/							
/28/							
/29/							
/30/							
/31/							
/32/							
/33/							
/34/							
/35/							
/36/							
/37/							
/38/							
/39/							
/40/							
/41/							
/42/							
/43/							
/44/							
/45/							
/46/							
/47/							
/48/							
/49/							
/50/							
/51/							
/52/							
/53/							
/54/							
/55/							
/56/							
/57/							
/58/							
/59/							
/60/							
/61/							
/62/							
/63/							
/64/							
/65/							
/66/							
/67/							
/68/							
/69/							
/70/							
/71/							
/72/							
/73/							
/74/							
/75/							
/76/							
/77/							
/78/							
/79/							
/80/							
/81/							
/82/							
/83/							
/84/							
/85/							
/86/							
/87/							
/88/							
/89/							
/90/							
/91/							
/92/							
/93/							
/94/							
/95/							
/96/							
/97/							
/98/							
/99/							
/100/							
/101/							
/102/							
/103/							
/104/							
/105/							
/106/							
/107/							
/108/							
/109/							
/110/							
/111/							
/112/							
/113/							
/114/							
/115/							
/116/							
/117/							
/118/							
/119/							
/120/							
/121/							
/122/							
/123/							
/124/							
/125/							
/126/							
/127/							
/128/							
/129/							
/130/							
/131/							
/132/							
/133/							
/134/							
/135/							
/136/							
/137/							
/138/							
/139/							
/140/							
/141/							
/142/							
/143/							
/144/							
/145/							
/146/							
/147/							
/148/							
/149/							
/150/							
/151/							
/152/							
/153/							
/154/							
/155/							
/156/							
/157/							
/158/							
/159/							
/160/							
/161/							
/162/							
/163/							
/164/							
/165/							
/166/							
/167/							
/168/							
/169/							
/170/							
/171/							
/172/							
/173/							
/174/							
/175/							
/176/							
/177/							
/178/							
/179/							
/180/							
/181/							
/182/							
/183/							
/184/							
/185/							
/186/							
/187/							
/188/							
/189/							
/190/							
/191/							
/192/							
/193/							
/194/							
/195/							
/196/							
/197/							
/198/							
/199/							
/200/							
/201/							
/202/							
/203/							
/204/							
/205/							
/206/							
/207/							
/208/							
/209/							
/210/							
/211/							
/212/							
/213/							
/214/							
/215/							
/216/							
/217/							
/218/							
/219/							
/220/							
/221/							
/222/							
/223/							
/224/							
/225/							
/226/							
/227/							
/228/							
/229/							
/230/							
/231/							
/232/							
/233/							
/234/							
/235/							
/236/							
/237/							
/238/							
/239/							
/240/							
/241/							
/242/							
/243/							
/244/							
/245/							
/246/							
/247/							
/248/							
/249/							
/250/							
/251/							
/252/							
/253/							
/254/							
/255/							
/256/							
/257/							
/258/							
/259/							
/260/							
/261/							
/262/							
/263/							
/264/							
/265/							
/266/							
/267/							
/268/							
/269/							

Из результатов анализа следует, что во всей рассмотренной области энергий нейтронов погрешность совокупности данных меньше 1% и удовлетворяет современным требованиям, предъявляемым к точности энергетической зависимости  $\bar{v}(E_n)$ .

### Л и т е р а т у р а

1. Усачев Л.Н. Препринт ФЭИ-537, 1974.
2. Малого F., Konshin V.A. Atom. En. Rev., 10, 637, 1972.
3. Prehaut J. et al. Нейтронная физика (2-е Всесоюзное совещание, Киев, 1973), ч.3, стр.153.
4. Савин М.В. и др. То же, что 3, ч.4, стр.63.
5. Нурпесисов Б. и др. Препринт ФЭИ-543, 1975.
6. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета реакторов. Атомиздат, 1964.
7. Бобков Ю.Г. и др. Препринт ФЭИ-527, 1974; Заридский С.М. и др. Нейтронная физика (1-е Всесоюзное совещание, Киев, 1971), ч.1, стр.5.
8. Meadows J.W., Whalen J.F. Phys. Rev., 126, 197, 1962.
9. Mather D.S. et al. Phys. Rev., 133, B1403, 1964.
10. Meadows J.W., Whalen J.F. J. Nucl. Energy, 21, 157, 1967.
- II. Kuznetsov V.F., Smirnkin G.N. Nucl. Data for Reactors (IAEA, Vienna), 1967, 2, 75.
- I2. Прохорова Л.И., Смирненкин Г.Н. ЯФ, 7, 961, 1968.
- I3. Soleilhac M. et al. Nuclear Data for Reactors (IAEA, Vienna), 1970, 2, I49.
- I4. Boldeman J.W., Walsh R.L. J. Nucl. Energy 24, 191, 1970.
- I5. Savin M.V. et al. CM/13, p.157.
- I6. Прохорова Л.И. и др. АЭ, 30, 249, 1971.
- I7. Asplund-Nilsson et al. Nucl. Sci. Eng., 20, 527, 1964.
- I8. Soleilhac M. et.al. J. Nucl. Energy, 23, 257. 1969.
- I9. Савин М.В. и др. АЭ, 32, 408, 1972.
20. Mather D.S. et al. (CM. /2/).
21. Boldeman J.W., Walsch R.L. (CM. /2/).
22. Володин К.Е. и др. АЭ, 33, 901, 1972 (метод I).
23. См. /22/, метод II.

ИЗМЕРЕНИЯ И АНАЛИЗ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ  
 $\bar{V}$  ДЛЯ  $U^{233}$ ,  $U^{238}$ ,  $Pu^{239}$ .

Б.Нурпеисов, К.Е.Володин, В.Г.Нестеров, В.П.Платонов,  
Л.И.Прохорова, Г.Н.Смиренкин, Ю.М.Турчин

( физико-энергетический институт )

Аннотация

На электростатическом генераторе изучена энергетическая зависимость среднего выхода мгновенных нейтронов деления  $\bar{V}$  для урана-233, урана-238, плутония-239 в области энергий бомбардирующих нейтронов  $E$  до 5 Мэв. С помощью полиномиального описания получены рекомендованные кривые  $\bar{V}(E_n)$  и исследован характер отступлений от линейной зависимости.

Abstract

The energy dependence of the average yield of prompt neutrons per fission ( $\bar{V}$ ) for  $U-233$ ,  $U-238$  and  $Pu-239$  in the incident neutron energy range ( $E$ ) up to 5 Mev has been studied using an electrostatic accelerator. The recommended curves for  $\bar{V}(E_n)$  were obtained with the help of the polynomial least square method fitting. The reasons of a deviation from the linear dependence were analyzed.

Для удовлетворения потребностей практики необходимы данные о среднем выходе мгновенных нейтронов  $\bar{V}(E_n)$  реакторных материалов в протяженной области энергий бомбардирующих нейтронов  $E_n$ . Измерения энергетической зависимости  $\bar{V}(E_n)$  с требуемой точностью приблизительно 1% - это трудоемкий, продолжительный эксперимент. Для сокращения сроков намеченной программы исследований была создана установка, обеспечивающая измерения выхода нейтронов на акт деления одновременно для трех исследуемых изотопов и стандарта  $Cf^{252}$ . В настоящей работе она использована для измерений  $\bar{V}(E_n)$   $U^{233}$ ,  $U^{238}$  и  $Pu^{239}$  в области энергий нейтронов до 5 Мэв.

Для выделения мгновенных нейтронов деления на фоне, во много раз превосходящего числа бомбардирующих нейтронов, применялся метод регистрации совпадений между импульсами от осколков в камере

деления и окружающего ее нейтронного детектора, который защищен от первичного пучка. В данной установке был использован тот же тип детектора нейтронов - композиция из  $\text{He}^3$ -счетчиков в полистиленовом блоке, с помощью которого ранее поочередно были выполнены измерения  $\bar{\nu}$  для  $\text{U}^{235}$  [1],  $\text{Pu}^{239}$  [2] и  $\text{U}^{233}$  [3] в области энергий нейтронов до 1,5 Мэв. Экспериментальная установка подробно описана в работе [4]. Здесь мы ограничимся лишь перечислением тех особенностей ее конструкций, которые непосредственно связаны со спецификой решавшейся задачи:

- а) увеличение протяженности сборки слоев делящихся веществ в детекторе делений;
- б) увеличение длины чувствительной области детектора нейтронов, реализованное путем применения вдвое более длинных  $\text{He}^3$ -счетчиков (длина рабочей части 45 см против 25 см в [1-3]);
- в) усиление защиты нейтронного детектора.

На рис. I результаты настоящей работы (●) сравниваются с полученными ранее данными (▲) для низкоэнергетического участка  $E_n \leq 1,5$  Мэв [2,3]. Там же приведены кривые  $\bar{\nu}(E_n)$ , рекомендованные в работе [5]. Это описание использует представленные зависимости  $\bar{\nu}(E_n)$  в виде ряда  $\sum a_n T_n(E)$  ( $T_n$  - полиномы Чебышева), который путем тождественных преобразований легко сводится к степенному ряду  $\sum c_n E^n$ . Такое представление более компактно и удобно, чем громоздкие таблицы или рисунки, содержащие десятки и сотни точек. Итак, результаты данного эксперимента для  $\text{U}^{238}$  и  $\text{Pu}^{239}$ , а также  $\text{U}^{233}$  до 2 Мэв в пределах ошибок согласуются с имеющейся совокупностью данных.

Мы включили в массив данных результаты настоящей работы, а также повторили для него описание, предложенное в работах [2,3]. Отношение полученной нами зависимости  $\bar{\nu}(E_n)$  к рекомендованной в [5]  $\bar{\nu}_{\text{рек}}(E_n)$  представлено на рис. 2. Сильное влияние наших данных в случае  $\text{U}^{233}$  при  $E_n > 3$  Мэв объясняется тем, что прежняя информация в этой области очень бедна, а на интервале 4-14 Мэв отсутствует вообще. В данном эксперименте получено указание, что в окрестности порога деления  $\text{U}^{238}$  ( $E_n \approx 1,4$  Мэв)  $\bar{\nu}$  несколько ниже, чем следует из оценки [5], однако из-за выброса последней точки трудно сделать определенное заключение о ходе  $\bar{\nu}(E_n)$  в подбарьерной области  $E_n$ .

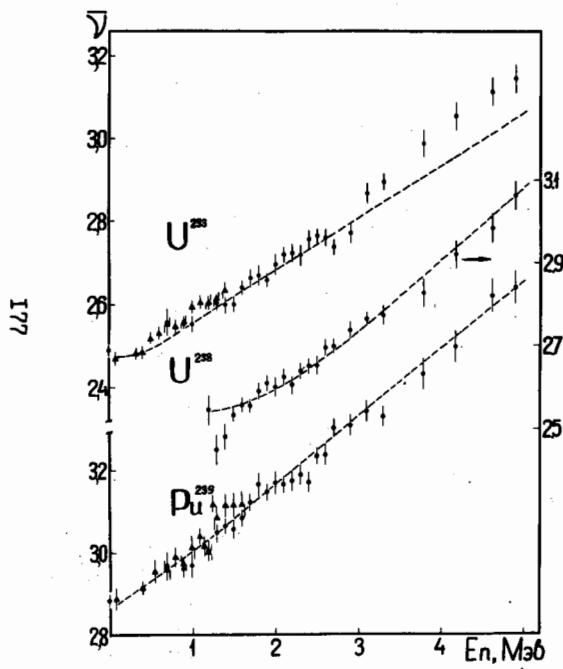


Рис.1

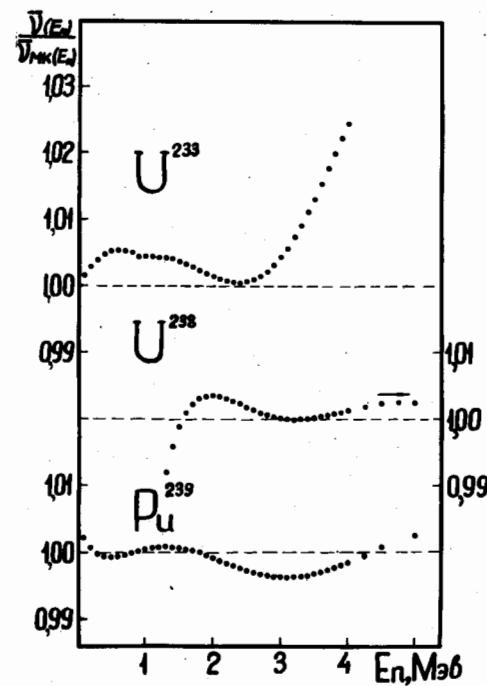


Рис.2

Экспериментальные данные на рис. I обнаруживают вполне заметные отступления от линейного хода  $\bar{\nu}(E_n)$ . Они имеют вид широкой ступенчатой структуры, которая выражена отчасти из-за разброса точек не столь четко, как в случае  $U^{235}/1,5/$ . Анализ полной совокупности данных тем более отвергает структуру в ходе  $\bar{\nu}(E_n)$  как статистически незначимую, впрочем, как и гипотезу о единой линейной зависимости

$$\bar{\nu}(E_n) = \bar{\nu}(0) + \frac{d\bar{\nu}}{dE_n} E_n$$

Наиболее простая модификация линейной зависимости, позволяющая достичь лучшего описания данных, состоит в замене ее ломаной линией. Мы исследовали эту возможность, рассматривая всю совокупность данных  $\bar{\nu}(E_n)$  для исследовавшихся изотопов /4/. Диапазон  $E_n = 0\text{--}5$  Мэв был разбит сначала на интервалы шириной 0,5 и 1 Мэв, и для каждого из них методом наименьших квадратов были найдены параметры отрезка прямой  $\bar{\nu}(0)$  и  $d\bar{\nu}/dE_n$ . Затем интервалы с близкими значениями параметров объединялись в более протяженные. В результате оказалось, что в энергетической зависимости  $\bar{\nu}(E_n)$  для  $U^{238}$  можно выделить два участка с разным наклоном, а в случае  $U^{233}$  и  $Pu^{239}$  — три. Соответствующая этому описанию гистограмма значений  $d\bar{\nu}/dE_n$  приведена на рис. 3.

Более детальное представление о характере изменения параметра  $d\bar{\nu}/dE_n$  можно получить с помощью полиномиального описания, результата которого также приводятся на рис. 3. В случае  $U^{233}$  на участке 5–10 Мэв из-за отсутствия экспериментальных значений дана только интерполяционная оценка  $d\bar{\nu}/dE_n$ . Светлыми значками для  $Pu^{239}$  показана кривая, полученная для более ограниченной выборки данных  $E_n \leq 5$  Мэв. С ростом энергии возбуждения, как становится доступным испускание нейтрона составным ядром до деления ( $E_n = 5,5\text{--}6,0$  Мэв),  $d\bar{\nu}/dE_n$  заметно падает. Нейтроны предварительного испускания ( $n, n'$ ), также как и мгновенные нейтроны деления, регистрируются в совпадении с актом деления. Им свойственна несколько большая энергия отделения, а остаточно-му ядру — меньшая скорость роста  $\bar{\nu}$ , и эти факторы могут объяснить общее падение  $d\bar{\nu}/dE_n$  ниже порога реакции ( $n, n'$ ). Полиномиальное описание зависимостей  $\bar{\nu}(E_n)$  на широком интервале  $E_n$ , по-видимому, несколько сглаживает наблюдаемый эффект, смешав максимум  $d\bar{\nu}/dE_n$  к меньшим энергиям.

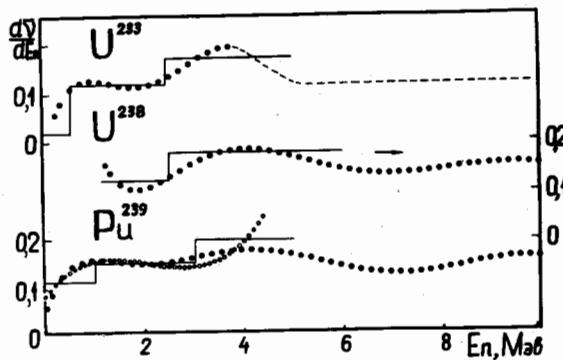


Рис.3

#### Л и т е р а т у р а

1. Прохорова Л.И. и др. АЭ, 30, 251, 1971.
2. Володин К.Е. и др. АЭ, 33, 901, 1972.
3. Нурленисов Б. и др. АЭ, 34, 491, 1973.
4. Нурленисов Б. и др. Препринт ФЭИ-543, 1975.
5. Manero F., Konshin V.A. Atom. En. Rev., 10, 637, 1972.

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ МНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ СПОНТАННОМ  
ДЕЛЕНИИ УРАНА-238

А.Г.Попеко, Г.М.Тер-Акопьян  
(Объединенный институт ядерных исследований)

Аннотация

На основании результатов измерений совпадений импульсов от осколков делений и нейтронов, сопровождающих спонтанное деление  $^{238}\text{U}$ , были определены вероятности испускания различных чисел нейтронов  $P_N$  и некоторые другие статистические характеристики распределения нейтронов по множественности.

Abstract

Probabilities for the emission of various neutron numbers  $P_N$  and some other statistical characteristics of the neutron distribution over multiplicity have been obtained on the base of measurement results for coincidences of pulses from fission fragments and neutrons following the spontaneous  $^{238}\text{U}$  fission.

Значительный интерес для изучения спонтанного деления урана представляют вероятности испускания в этом процессе различных чисел нейтронов  $P_y$ . До недавнего времени такие данные в литературе отсутствовали, хотя известны попытки [1-4] измерить величины  $P_y$ , или другие статистические характеристики, связанные с распределением мгновенных нейтронов по кратностям. Наш интерес к настоящей проблеме связан с проблемой поиска в природе спонтанно делящихся трансурановых элементов. Как показано в [5], наивысшая чувствительность при проведении подобных поисков обеспечивается методикой регистрации множественного испускания нейтронов из образцов. Основным источником фона в этом случае являются нейтроны, сопровождающие спонтанное деление  $^{238}U$ , и учет их вклада в наблюдаемый эффект не всегда может быть выполнен при помощи прямых измерений. Оценки фона без знания величин  $P_y$  могут быть выполнены лишь весьма приблизительно.

Для изучения распределений мгновенных нейтронов, сопровождающих спонтанное деление  $^{238}U$ , использовался нейтронный детектор, аналогичный детектору, описанному в [5]. Детектор содержал 28  $^3\text{He}$  - счетчиков, расположенных в парафиновом замедлителе в два ряда. Счетчики первого ряда имели независимые усилительно-формирующие тракты. Счетчики второго ряда по выходному сигналу объединялись в семь групп, т.е. общее число трактов составляло 21. Разрешающее время для импульсов от нейтронов, попавших в различные счетчики, 0,08 мксек.

Уран, в виде  $U_3O_8$ , обедненный изотопом  $^{235}U$ , был нанесен на электроды ионизационной камеры.

Электроды камеры представляли собой систему из коаксиальных цилиндров. На один из них был нанесен эталонный источник. Сигнал с этого электрода поступал на отдельный выход. Для снижения вероятности наложения импульсов от нескольких  $\alpha$ -частичей ионизационная камера использовалась в режиме " $dE/dx$ " (зазор между электродами 4 мм, рабочее давление газа 760 мм рт. ст., рабочее напряжение 900 В). Импульсы от осколков усиливалось низкочумящим усилителем, и путем двухкратного дифференцирования из них формировались сигналы длительностью 0,2 мксек. Сформированные сигналы поступали на интегральный дискриминатор. Импульс интегрального дискриминатора управлял схемой, разрежающей регистрацию нейтронов. Поскольку среднее время жизни нейтронов в детекторе  $T = (45 \pm 5)$  мксек, регистрация нейтронов разрешалась в течение 200 мксек после прихода "стартового" сигнала от осколка.

В качестве эталона использовался  $^{242}Pu$ , для которого принималось значение  $\bar{V} = 2,109 \pm 0,007$  [6]. Активность эталона составляла одно спонтанное деление в 10 сек. Измерения с эталонным источником и с ураном выполнялись поочередно. Всего было зарегистрировано около  $3 \cdot 10^5$  осколков деления  $^{242}Pu$ . Было выполнено три серии измерений, результаты которых приведены в таблице. В четвертой строке таблицы приводятся результаты регистрации множественного испускания нейтронов из уранового блока в шахте на глубине 1100 м в "бесстартовом" режиме (см. [5]).

Для каждой серии измерений вычислялись величины  $F_n$ , соответствующие вероятностям регистрации различных чисел нейтронов. Для каждой серии  $\sum_{n>0} F_n = 1$ . Для случая измерения с урано-

Результаты измерений множественности нейтронов при спонтанном делении  $^{238}U$ .

$N_{\text{оск}}$	Число осколков	Эффективность регистрации нейтронов	Число событий		$N_n$	с кратностью			
			$n = 0$	$n = 1$		$n = 2$	$n = 3$	$n = 4$	$n = 5$
4750	0,216±0,006		3029	1400	294	27	0	0	
8800	0,264±0,002		5113	2907	702	75	3	0	
33233	0,3815±0,0030		14233	13645	4582	691	75	7	
-	0,264±0,002		-	-	20644	2391	163	16	

181

вым блоком вычислялись величины отношений  $N_i/N_k = F_i/F_k$ .

Распределение множественности нейтронов, испускаемых при спонтанном делении  $^{238}U$ , вычислялось из уравнений, связывающих величины  $P_\nu$  и  $F_n$ . На основании результатов измерений было составлено 18 уравнений, к которым были добавлены условие нормировки  $\sum_{\nu>0} P_\nu = I$  и условие  $\sum_{\nu>0} \nu P_\nu = \bar{\nu}$ . Величина  $\bar{\nu}$  в соответствии с [7] и учетом более поздних работ [3,4,8] принималась равной  $I,99 \pm 0,05$ .

Таким образом, для определения шести величин  $P_\nu$ ,  $\nu = 0,1,2,3,4,5$  имелась система из 20 уравнений. Решение системы и вычисление погрешностей результатов производилось по методу наименьших квадратов. Были получены следующие значения:

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

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

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

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

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

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

Величины  $\bar{\nu}$ ,  $\zeta_\nu^2$  и  $\Gamma_2$  оценивались непосредственно по результатам измерений. Были получены следующие значения:

$$\bar{\nu} = I,99 \pm 0,03;$$

$$\zeta_\nu^2 = 0,92 \pm 0,06;$$

$$\Gamma_2 = 0,73 \pm 0,03.$$

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

Авторы благодарны Ю.А.Лазареву за участие в дискуссиях и ценные замечания.

Авторы признательны М.С.Бирулеву и В.И.Смирнову за помощь при наладке аппаратуры.

## Л и т е р а т у р а

1. K.W.Geiger, D.G.Rose, Can. J. Phys., 32,498(1954).
2. Б.Д.Кузьминов и др. ЖЭТФ, 37, 406 (1959).
3. Л.И.Прохорова, Г.Н.Смирекин, Препринт ФЭИ-242, 1971.
4. Hwang Sheng-Niau et al. Acta Phys. Sin.(China), 23,46(1974).  
(цитируется по Phys. Abstr., v. 77, no. 992).
5. Г.Н.Флеров и др. Препринт ОИЯИ, Р6-7588, Дубна, 1973.
6. J.W.Boldeman. Доклад на Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1973.
7. V.Konashin, F.Manero, Report INDC 19/M, 1970.
8. H.Conde, M.Holmberg. J. Nucl. Energy, 25,381 (1971).

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ  
ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ И СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР.

Ю.А.Хохлов, М.В.Савин, В.Н.Лудин  
(Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова)

Аннотация

Сообщаются результаты измерений дисперсии числа мгновенных нейтронов при делении  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$  нейtronами с энергией 1-5 Мэв. Измерения проведены на линейном ускорителе электронов методом времени пролета с помощью жидкостного сцинтилляционного детектора. Сообщаются также результаты измерений  $\bar{\nu}$  и дисперсии  $\sigma_y^2$  числа нейтронов при спонтанном делении  $Cm^{244}$ ,  $Cm^{246}$ ,  $Cm^{248}$ .

Abstract

Dispersion of prompt neutron number at the neutron-induced fission of  $U^{235}$  and  $Pu^{239}$  neutrons at the neutron energy of 1-5 Mev has been measured. The measurements were carried out on the linear electron accelerator with the help of time-of-flight technique. Liquid scintillation detector was used for the measurements. The results of the measurements are described. The results of the measurements of  $\bar{\nu}$  and its dispersion ( $\sigma_y^2$ ) at spontaneous fission of  $Cm^{244}$ ,  $Cm^{246}$ ,  $Cm^{248}$  are also described.

В последнее время было опубликовано несколько работ, посвященных изучению дисперсии числа мгновенных нейтронов  $\sigma_y^2$  при спонтанном делении ядер  $Cm$  в зависимости от  $A$  и  $Z$  делящихся изотопов. В работе /1/, в частности, обращалось внимание на возможную корреляцию величины  $\sigma_y^2$ , которая связана с распределением энергии возбуждения осколков деления, со структурой массового распределения. Сведения же о зависимости  $\sigma_y^2$  от энергии возбуждения делящихся ядер в настоящее время крайне ограничены.

Настоящая работа посвящена измерениям дисперсии множественности нейтронов при делении ядер  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$  нейтронами с энергией 1-5 Мэв и при спонтанном делении  $Cm^{246}$  и  $Cm^{248}$ .

Методика измерений  $\bar{\nu}$  и  $\rho(\nu)$  в зависимости от энергии нейтронов подробно описана в работе /2/. Измерения проводили на линейном ускорителе электронов с помощью жидкостного сцинтилляционного детектора объемом 400л. Селекцию первичных

нейтронов осуществляли по методу времени пролета. Момент деления регистрировали по импульсам от мгновенных  $\gamma$ -лучей деления, а по числу задержанных по времени импульсов определяли число нейтронов, образовавшихся при делении. Для записи информации использовали амплитудный анализатор АИ-4096 в двухмерном режиме (16x256). В эксперименте получали распределения событий, которые соответствовали числу зарегистрированных нейтронов.

Измерения эффективности регистрации нейтронов, которая составляла  $\varepsilon_n = 70\%$ , проводили с помощью камеры со слоем  $C_f^{252}$  ( $\bar{y} = 3,756$ ).

При измерениях  $\bar{y}$  и  $\sigma_y^2$  изотопов кюрия для регистрации осколков деления применяли камеры деления. Изотопный состав слоёв был таким же, как и в работе [3]. Эффективность регистрации нейтронов в этом случае составляла  $\varepsilon_n \approx 54\%$  ( $\bar{y} C_f^{252} = 3,724$ ). Измерения  $\bar{y} Cm^{246}, Cm^{248}$ , а также  $Cm^{244}$  были проведены дополнительно с помощью детектора, представлявшим собой систему из борных счетчиков СНМ-8А в полиэтиленовом замедлителе.

Измерения  $\bar{y} Cm^{244}, Cm^{246}, Cm^{248}$  проводили поочередно на каждом детекторе нейтронов.

Из результатов измерений с ИСД были получены значения дисперсии распределений  $y$ .

Исходной для определения  $\sigma_y^2$  являлась величина

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

которая не зависит от эффективности регистрации нейтронов. Значения  $\sigma_y^2$  были получены из соотношения  $\sigma_y^2 = \bar{y} - \bar{y}^2(1 - \Gamma_2)$ .

В аппаратурные распределения величин  $y$  были внесены поправки на фон и на просчеты импульсов из-за мертвого времени аппаратурн. В вычисленные значения  $\sigma_y^2$   $U^{235}, P_u^{239}$  внесены поправки на зависимость регистрации актов деления от числа нейтронов, зарегистрированных при делении (величина поправки составляла 0,5%), и на размножения нейтронов (величина поправки  $\sim 3\%$  в значении  $\Gamma_2$ ).

Во всех полученных результатах учитывали также различие в спектрах нейтронов  $Cf^{252}$  и исследуемых ядер, а также изотопный состав образцов.

Полученные результаты для изотопов кюрия вместе с некоторыми данными других авторов, опубликованными в последнее время, приведены в табл. I, результаты для  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$  в табл. 2.

Указанные ошибки определяли из разброса отдельных серий измерений с учетом ошибок определения эффективности детекторов. Для  $U^{235}$  и  $Pu^{239}$  учитывались также систематические погрешности [4].

Таблица I

Значения  $\bar{v}$  и  $\sigma_y^2$  для  
 $Cm^{244}, Cm^{246}, Cm^{248}$

Изотоп	$\bar{v}$	
	Наше измерение	Данные других работ
$Cm^{244}$	$2,685 \pm 0,020$ (борные счетчики)	$2,680 \pm 0,027$ [3] $2,677 \pm 0,014$ [5] $2,673 \pm 0,032$ [6]
$Cm^{246}$	$2,902 \pm 0,025$ (борные счетчики); $2,907 \pm 0,015$ (ИСД) $(\sigma_y^2 = 1,251 \pm 0,030)$	$2,927 \pm 0,027$ [3] $2,924 \pm 0,014$ [5] $2,98 \pm 0,03$ [1] $2,86 \pm 0,06$ [7] $\sigma_y^2 = 1,31 \pm 0,02$ [1] $\sigma_y^2 = 1,28 \pm 0,014$
$Cm^{248}$	$3,185 \pm 0,040$ (борные счетчики); $3,173 \pm 0,025$ (ИСД) $(\sigma_y^2 = 1,244 \pm 0,030)$	$3,173 \pm 0,022$ [3] $3,130 \pm 0,015$ [5] $3,14 \pm 0,06$ [7] $3,092 \pm 0,007$ [8] $\sigma_y^2 = 1,21 \pm 0,13$ [7] $\sigma_y^2 = 1,368 \pm 0,005$ [8]

Примечание. Данные перенормированы к значению  $\bar{v}$  ( $Cf^{252} = 3,724$ ).

Таблица 2

Значения  $\sigma_v^2$ ,  $\Gamma_2$  для  $U^{235}$ ,  $P_u^{239}$

$E_H$ , Мэв	$U^{235}$			$P_u^{239}$		
	$\bar{y}/47$	$\Gamma_2$	$\sigma_v^2$	$\bar{y}$	$\Gamma_2$	$\sigma_v^2$
0,88	$2,499 \pm 0,040$	$0,785 \pm 0,005$	I, $16 \pm 0,04$			
0,95	$2,481 \pm 0,040$	$0,785 \pm 0,005$	I, $16 \pm 0,04$			
0,99	$2,478 \pm 0,040$	$0,784 \pm 0,005$	I, $15 \pm 0,04$			
1,06	$2,510 \pm 0,040$	$0,790 \pm 0,005$	I, $19 \pm 0,03$	$3,030 \pm$	$0,821 \pm$	$I, 39 \pm$
1,19	$2,555 \pm 0,040$	$0,787 \pm 0,005$	I, $22 \pm 0,03$	0,046	0,005	0,05
I,41	$2,611 \pm 0,040$	$0,793 \pm 0,005$	I, $20 \pm 0,03$			
I,73	$2,637 \pm 0,040$	$0,792 \pm 0,005$	I, $19 \pm 0,03$			
I,81	$2,631 \pm 0,040$	$0,795 \pm 0,005$	I, $21 \pm 0,02$	$3,177 \pm$	$0,828 \pm$	$I, 44 \pm$
2,05	$2,659 \pm 0,038$	$0,795 \pm 0,005$	I, $21 \pm 0,02$	0,048	0,005	0,05
2,24	$2,683 \pm 0,035$	$0,799 \pm 0,005$	I, $24 \pm 0,02$			
2,42	$2,716 \pm 0,035$	$0,798 \pm 0,005$	I, $23 \pm 0,03$			
3,00	$2,817 \pm 0,035$	$0,799 \pm 0,005$	I, $21 \pm 0,04$			
4,40	$2,984 \pm 0,060$	$0,791 \pm 0,007$	I, $12 \pm 0,06$			
4,68	$3,021 \pm 0,065$	$0,801 \pm 0,007$	I, $21 \pm 0,06$			
5,73	$3,256 \pm 0,080$	$0,807 \pm 0,010$	I, $21 \pm 0,08$			

Из табл. I следует, что наши результаты измерений  $\bar{y}$  для  $Cm^{244}$ ,  $Cm^{246}$  хорошо согласуются с другими данными. Лишь в работе [1] для  $Cm^{246}$  получено несколько более высокое значение  $\bar{y}$ .

Для  $Cm^{248}$  существует более значительный разброс результатов измерений. Наиболее точно измеренная величина  $\bar{y}$  ( $Cm^{248}$ ) =  $3,092 \pm 0,007$  [6], примерно на 2% меньше основной совокупности экспериментальных данных.

Измеренные значения  $\sigma_v^2 = I, 251 \pm 0,030$  для  $Cm^{246}$  и  $\sigma_v^2 = I, 244 \pm 0,030$  для  $Cm^{248}$  близки к величинам, полученным в работе [7].

Результаты наших измерений для  $U^{235}$  (см.табл.2) показывают, что в энергетическом интервале  $E_H = 0,88 \div 5,73$  Мэв  $\sigma_v^2$  изменяется слабо. Качественно это согласуется с результатами Солляка [9], на основании которой авторы работы [1]

рассчитали несколько значений  $\sigma_y^2$ .

Данные по  $\sigma_y^2$   $P_{\text{u}}^{239}$  для двух значений  $E_H$ , приведенные в табл.2, являются предварительными.

#### Л и т е р а т у р а

1. М.Лаковский, Ю.А.Лазарев, Ю.П.Оганесян. ОИЯИ, Р-15-7II9. (1973).
2. М.В.Савин, Ю.А.Хохлов, Ю.И.Ильин, Ю.В.Шеин. ПТЭ, №6, 27 (1969).
3. К.Л.Шуравлев, Ю.С.Замятнин, Н.И.Крошкин. Нейтронная физика. Ч.4. Обнинск, ФЭИ, с.57 (1974).
4. М.В.Савин, Ю.А.Хохлов, А.Е.Савельев, И.Н.Парамонова. Ядерная физика, 16, II6I (1972).
5. Л.И.Прожорова, В.Г.Нестеров и др. Атомная энергия, 33, 767 (1972).
6. V.A.Konshin, F.Manero. INDC, A-1010, Vienna, June (1970).
7. K.W. Stougeon, I.Helperin et al. Nucl. Sci. Eng., 50, 169 (1973).
8. I.B.Boldeman. Нейтронная физика, II4.
9. M.Soleilhac, J.Frehaut, I.Gauriau. J.Nucl.Energy, 23, 257 (1969).

AUSTRALIAN ATOMIC ENERGY COMMISSION

RESEARCH ESTABLISHMENT

LUCAS HEIGHTS

CALCULATION OF THE FISSION CROSS SECTION FOR  $^{233}\text{U}$   
AND THE INTERPRETATION OF FRAGMENT ANISOTROPY  
AND FINE STRUCTURE IN  $\bar{\nu}_p$  AND  $\bar{E}_K$

by

W. K. BERTRAM, J. W. BOLDEMAN, R. L. WALSH  
and J. CARUANA<sup>†</sup>

ABSTRACT

The fission cross section of  $^{233}\text{U}$  has been calculated using a new version of the statistical model and recent data for inelastic scattering levels and fission barrier parameters. The calculation accurately reproduces the experimental fission cross section. The calculated partial cross section for fission through different saddle point states ( $J\text{K}^\pi$ ) have been used in the explanation of structure in  $\bar{\nu}_p$  and  $\bar{E}_K$  and the energy dependence of the fission fragment anisotropy.

---

<sup>†</sup>University of Wollongong, N.S.W., Australia

## 1. INTRODUCTION

A new version of the statistical model<sup>1)</sup> based on the R-matrix formalism<sup>2)</sup>, which also includes as an implicit condition the unitarity of the S-matrix, has been applied to the calculation of the fission cross section of  $^{233}\text{U}$ . The fission cross section so obtained reproduces accurately a recent evaluation<sup>3)</sup>, and it is shown how the calculated partial widths for fission through different saddle point states (JK $\pi$ ) may be applied to the explanation of structure in  $\bar{\nu}_p$  and  $\bar{E}_K$  for  $^{233}\text{U}$  and the energy dependence of the fission fragment anisotropy.

## 2. CALCULATION OF THE FISSION CROSS SECTION

If the R-matrix contains a finite but large number of resonances then, in the absence of direct reactions, the S-matrix can be written in the form

$$S_{cc'} = e^{-2i(\phi_c + \phi_{c'})} \left\{ \delta_{cc'} + i \sum_{\lambda} \frac{g_{\lambda c} g_{\lambda c'}}{\epsilon_{\lambda} - E} \right\} \quad \dots (1)$$

where the complex reduced widths  $g_{\lambda c}$  are related to the R-matrix reduced widths  $\gamma_{\lambda c}$  by a complex orthogonal transformation

$$g_{\lambda c} = \sum_{\mu} U_{\lambda \mu} \gamma_{\mu c}$$

The cross section averaged over an energy interval  $\Delta$  about  $E_0$  is then

$$\bar{\sigma}_{cc'}(E_0) = \frac{\pi}{k^2} g_J \left\{ R_e X_{cc'} - \frac{\pi^2}{D^2} \langle g_{\lambda c}^2 \rangle^2 \delta_{cc'} \right\} \quad \dots (2)$$

$$\text{where } X_{cc'} = \left\langle i g_{\lambda c} g_{\lambda c'} \sum_{\mu} \frac{g_{\mu c}^* g_{\mu c'}^*}{\epsilon_{\mu} - \epsilon_{\lambda}} \right\rangle_{\lambda} \quad \dots (3)$$

and where  $\langle \rangle_{\lambda}$  denotes the average over all resonances within the interval  $\Delta$ .

Equation (2) can be approximated by

$$\bar{\sigma}_{cc'} \approx \frac{\pi}{k^2} g_J \left\{ \left\langle \frac{\theta_{\lambda c} \theta_{\lambda c'}}{\theta_{\lambda}} \right\rangle - \frac{1}{4} \langle \theta_{\lambda c} \rangle^2 \delta_{cc'} \right\} \quad \dots (4)$$

with  $\langle \theta_{\lambda c} \rangle = \frac{2\pi}{D} \langle g_{\lambda c}^2 \rangle$  ... (5)

and the optical model transmission coefficient is

$$T_c = \langle \theta_{\lambda c} \rangle - \frac{1}{4} \langle \theta_{\lambda c} \rangle^2 \quad \dots (6)$$

The fission cross section through channel (JK) is therefore,

$$\sigma_{nf}(JK) = \frac{\pi}{k^2} g_J \left\langle \frac{\theta_{\lambda n}^J \theta_{\lambda f}^{JK}}{\theta_{\lambda}^J} \right\rangle \quad \dots (7)$$

where  $\theta_{\lambda}^J = \sum_n \theta_{\lambda n}^J + \sum_K \theta_{\lambda f}^{JK} + \theta_Y$  ... (8)

In the calculation we assume that each  $\theta_{\lambda c}$  has approximately a Porter-Thomas distribution.

For the neutron channels we have used

$$\langle \theta_{\lambda n}^J \rangle = v_i / E(\text{eV}) \theta_i^{(0)} \quad \dots (9)$$

where  $v_i$  are the usual penetrabilities and  $\theta_i^{(0)}$  are effective neutron strength functions. In our calculation for  $^{233}\text{U}$  we have used

$$\theta_0^{(0)} = 2\pi \times 1.1 \times 10^{-4}$$

$$\theta_{i=1}^{(0)} = 2\pi \times 1.9 \times 10^{-4}$$

$$\theta_{i=2}^{(0)} = 2\pi \times 1.1 \times 10^{-4}$$

The non-fluctuating  $\gamma$ -strengths  $\bar{\theta}_Y$  were calculated according to a formula given by Huizenga et al.<sup>4)</sup> with  $\bar{\Gamma}_Y = 0.3 \text{ eV}$ .

The fission strengths  $\theta_{\lambda f}^{JK}$  are obtained using equation (6) where the transmission coefficient  $T_f(JK)$  is calculated by considering transmission through a double humped fission barrier<sup>5)</sup>.

Parameters for fission barriers were taken from Back et al.<sup>6)</sup>. The positions of the first four K bands ( $0^+, 2^+, 0^-, 1^-$ ) were also obtained from Back et al.<sup>6a)</sup>. Five additional bands ( $K\pi = 2^-, 0^+, 1^-, 3^-, 1^+$ ) were taken from Lynn<sup>7)</sup>. The details are listed in Table 1. Also shown in Table 1 are the input data for inelastic scattering levels.

The calculated fission cross section is compared in Figure 1 with the recent evaluation of Sowerby et al.<sup>3)</sup> Also shown in Figure 1 for comparison are the ENDF/B-IV data and a recent calculation from Lynn<sup>8)</sup>. It will be noted that the calculation reproduces in detail the recent evaluation. In Table 2 we have listed the partial cross sections at a number of neutron energies for fission through specific fission channels.

### 3. $\bar{E}_K$ AND $\bar{v}_p$ BEHAVIOUR

Measurements have been made of the variation of the average total fission fragment kinetic energy for neutron fission of  $^{233}\text{U}$ . Details will be found in ref.<sup>9)</sup> In Figure 2, the present data have been compared with the data from other measurements<sup>10,11,12,13)</sup>. It will be noted that apart from the data from Blyumkina et al.<sup>10)</sup>, all other measurements are in excellent agreement. The data show that  $\bar{E}_K$  rises between thermal energies and 150 keV and then remains substantially flat from there to at least 2 MeV.

Consistent behaviour occurs in the variation with neutron energy of the average number of prompt neutrons emitted per fission  $\bar{v}_p$ . Figure 3 shows a comparison of our data<sup>14)</sup> with other measurements<sup>15,16,17,18,19)</sup>. We have made an additional measurement at 150 keV which confirmed a suspected minimum in  $\bar{v}_p$  near this energy. In Figure 3(a), we have compared our direct  $\bar{v}_p(E_n)$  data with the equivalent  $\bar{v}_p$  values deduced from our  $\bar{E}_K$  data. The kinetic energy data were transformed into  $\bar{v}_p$  values assuming conservation of energy and a value of  $0.119 \text{ MeV}^{-1}$  for  $d\bar{v}_p/dE^*$  where  $E^*$  is the fragment excitation energy. The excellent agreement confirms the consistency of both types of measurements.

An explanation may be presented of the  $\bar{E}_K(E_n)$  dependence using the data from Table 2. Following Blyumkina et al.<sup>10)</sup>, we assume that the collective energy at the saddle point is weakly coupled to the nuclear degrees of freedom at scission. Further, it is assumed that the second saddle point is the higher and thus the effects of damping in the intermediate well may be ignored.

Then the collective energy at the saddle point will appear at scission in the fragment kinetic energies, and the  $\bar{E}_K(E_n)$  dependence will reflect the variation of the average collective saddle point energy.

The average saddle point collective energy for neutron fission at energy  $E_n$  is given by

$$\bar{E}_c(E_n) = \frac{\sum \sigma_{JK\pi}(E_n) E_{JK\pi}}{\sum \sigma_{JK\pi}(E_n)} \quad \dots (10)$$

where  $\sigma_{JK\pi}$  is the partial fission cross section through channel  $(JK\pi)$ .

Equation (10) has been evaluated for a number of neutron energies to 600 keV and the difference,  $\bar{E}_c(E_n) - \bar{E}(E_{th})$ , plotted in Figure 2. The agreement with the experimental data is extremely good.

Similar calculations are in progress for  $^{235}\text{U}$  where there is disagreement concerning the occurrence or otherwise of structure in  $\bar{v}_p(E_n)$  and  $\bar{E}_K(E_n)$ .

#### 4. FISSION FRAGMENT ANGULAR DISTRIBUTIONS

Fission fragment angular distributions have been measured for neutron fission of  $^{233}\text{U}$  and  $^{235}\text{U}$  to 2 MeV. The fission fragments were detected with six 4-cm<sup>2</sup> surface barrier detectors fixed at angles  $0^\circ$  to  $90^\circ$  with respect to the neutron beam direction. The uranium target (thickness  $\sim 0.5 \text{ mg cm}^{-2}$ ) was at an average distance of 8.3 cm from the detectors. Monoenergetic neutrons were produced via the  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$  and  $^3\text{T}(p,n)^3\text{He}$  reactions using a 3 MeV Van de Graaff accelerator. The counting efficiencies, relative to the  $90^\circ$  detector, were determined by recording the isotropic fission fragments produced by s-wave thermal neutrons. Neutrons were thermalised by surrounding the fission chamber with a thick polythene block. These calibration runs were performed before and after each experimental run.

The data were corrected for relative detector efficiency, for centre-of-mass solid angle reduction, non-uniform flux across the uranium targets and for isotopic impurities. By the method of least squares, the corrected data for each neutron energy were then fitted with the expression

$$W(\theta) = a_0 + a_2 P_2(\cos\theta) + a_4 P_4(\cos\theta) \quad \dots(11)$$

where the  $P_{2i}$  are Legendre polynomials. Only even powers of  $\cos\theta$  were considered since the distribution is symmetric about  $\pi/2$  in the laboratory frame. The coefficients  $a_{2i}$  were corrected for finite angular resolution of the detectors. The fragment anisotropy was then found from

$$A = W(0)/W(\pi/2) \quad \dots(12)$$

The present fission fragment anisotropy data for  $^{233}\text{U}$  and  $^{235}\text{U}$  are compared with previous data in Figures 4 and 5. The errors on the anisotropy values are statistical errors. The energy error bars arise from the energy spread of the accelerator targets. From the present data the following features are to be noted.

1. Above  $E_n \sim 0.7$  MeV the anisotropy values for  $^{233}\text{U}$  and  $^{235}\text{U}$  are similar at the same energy.
2. However, the initial increase in the anisotropy for  $^{233}\text{U}$  is much more marked than for  $^{235}\text{U}$ .
3. The anisotropy for both  $^{233}\text{U}$  and  $^{235}\text{U}$  above  $\sim 0.7$  MeV flattens significantly.
4. Reported dips<sup>17,19)</sup> in the energy dependence of the anisotropy at  $E_n \sim 0.75$  MeV for  $^{233}\text{U}$  and at  $E_n \sim 1.25$  MeV for  $^{235}\text{U}$  are not observed with statistical significance in the present experiment.
5. Apart from the anisotropy value at 50 keV for  $^{235}\text{U}$  all values are greater than unity and all angular distributions have their maximum at zero degrees.

The experimental anisotropy data can now be compared with that generated from the data in Table 2.

Each  $(J,\pi)$  member of a rotational band, based on a  $(K,\pi)$  transition state, is characterised<sup>20)</sup> by the angular distribution  $W_{JK}(\theta)$  of the fragments from fission events through that energy level.

$$W_{JK}(\theta) \propto \sum_{M=-M_0}^{M_0} |D_{MK}^J(\theta)|^2 , \quad \dots(13)$$

where  $M_0 = \min(J, S_{\max})$

and  $S_{\max} = \text{target spin} + \text{projectile spin}.$

$M$  is the projection of  $J$  along a space-fixed axis (projectile direction). The  $D$ -function is the rotational part of the 'symmetric top' wave function.

When several levels are energetically available for decay via fission, the overall fragment angular distribution  $W(E_n, \theta)$  from neutron induced fission is obtained by summing the contributions from each level

$$W(E_n, \theta) \propto \sum_{JKn} \sigma_{JK}(E_n) W_{JK}(\theta) , \quad \dots(14)$$

where  $\sigma_{JKn}$  is the partial fission cross section for the level  $(JKn)$  for neutron energy  $E_n$ . The fission fragment anisotropy calculated for  $^{233}\text{U}$  as in equation (14) using the data of Table 2, is compared with the experimental data in Figure 4. The agreement is quite good and there is no necessity to resort to a statistical analysis which is usually the case for even-odd targets.

##### 5. REFERENCES

- 1) W. K. Bertram (1975) - submitted to Aust. J. of Physics.
- 2) A. M. Lane and R. G. Thomas, Rev. of Mod. Phys. 30, 257 (1958).
- 3) M. G. Sowerby et al. (1975), evaluation referred to in reference (8).
- 4) J. R. Huizenga, A. N. Behkami and J. H. Roberts, Proc. 2nd IAEA Symp. Phys. and Chem of Fission, Vienna, 403 (1969).
- 5) J. D. Cramer and J. R. Nix, Phys. Rev. C2, 1048 (1970).
- 6) B. B. Back, Ole Hansen, H. C. Britt and J. D. Garrett, Proc. 3rd IAEA Symp. Phys. and Chem. of Fission, Rochester, 1, 25 (1973).
- 6a) B. B. Back, J. P. Bondorf, G. A. Otrochenko, J. Pedersen and B. Rasmussen, Nucl. Phys. A165, 449 (1971).

REFERENCES

- 7) J. E. Lynn, Theory of Neutron Resonance Reactions (Clarendon Press 1968).
- 8) J. E. Lynn, AERE-R7468.
- 9) J. W. Boldeman and R. L. Walsh, Proc. 2nd Soviet Conf. on Neutron Physics, 4, 121 (1973).
- 10) Yu. A. Blyumkina, I. I. Bondarenko, V. F. Kuznetsov, V. G. Nesterov, V. N. Okolovitch, G. N. Smirenkin and L. N. Usachev, Nucl. Phys. 52 648 (1964).
- 11) V. I. Bolshov, V. F. Kuznetsov, G. N. Smirenkin, S. B. Ermagambetov and V. N. Okolovitch, Yad. Fiz. 6, 1161 (1967).
- 12) P. P. D'yachenko, B. D. Kuzminov, L. S. Kutsaeva and V. M. Piksaikin, Yad. Fiz. 14, 1129 (1971).
- 13) A. I. Sergachev, P. P. D'yachenko, A. M. Kovalev and B. D. Kuzminov, Yad. Fiz. 16, 475 (1972).
- 14) R. L. Walsh and J. W. Boldeman, J. Nucl. Energy 25, 321 (1971).
- 15) D. S. Mather, P. Fieldhouse and A. Moat, Nucl. Phys. 66, 149 (1965).
- 16) J. C. Hopkins and B. C. Diven, Nucl. Phys. 48, 433 (1963).
- 17) D. W. Colvin and M. G. Sowerby, Proc. IAEA Symp. Physics and Chem. of Fission, Salzburg, 2, 225 (1965).
- 18) G. N. Smirenkin, I. I. Bondarenko, L. S. Kutsaeva, Kh. D. Mishchenko, L. I. Prokhorova and B. P. Shemetenko, J. Nucl. Energy 9, 155 (1959).
- 19) B. C. Diven, H. C. Martin, R. F. Taschek and J. Terrell, Phys. Rev. 101, 1012 (1956).
- 20) R. W. Lamphere, Ph.D. Thesis, Columbia University (1962).
- 21) L. N. Blumberg, Ph.D. Thesis, Columbia University (1962).
- 22) D. M. Nadkarni, S. S. Kapoor and P. N. Rama Rao, Nucl. Phys. and Solid State Phys. (Bombay) 2, 133 (1968).
- 23) V. G. Nesterov, G. N. Smirenkin and D. L. Shpak, Yad. Fiz. 4, 933 (1966).

REFERENCES (cont'd)

- 24) J. E. Simmons and R. L. Henkel, Phys. Rev. 120, 198 (1960).
- 25) G. N. Smirenkin, D. L. Shpak, Yu. B. Ostapenko and B. I. Furson, JETP Lett. 11, 333 (1970).
- 26) A. Bohr, Proc. Int. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy, U.N., New York 1956, 2, 151.

TABLE 1  
INPUT DATA FOR  $^{233}\text{U}$  FISSION CROSS SECTION CALCULATION

Fission Barrier Parameters (in MeV)

$E_A$	$E_B$	$E_{II}$	$\hbar\omega_A$	$\hbar\omega_B$	$\hbar\omega_{II}$
6.2	5.9	2.0	1.0	0.65	1.0

Inelastic Scattering Levels		Transition State Spectrum	
$E'$ (MeV)	$I^\pi$	$E_K$ (MeV)	$K^\pi$
0	$5/2^+$	0	$0^+$
0.04	$7/2^+$	0.34	$2^+$
0.092	$9/2^+$	0.53	$0^-$
0.157	$11/2^+$	0.65	$1^-$
0.312	$3/2^+$	0.87	$2^-$
0.341	$5/2^+$	0.9	$0^+, 1^-, 3^-$
0.399	$1/2^+$	1.18	$1^+$
0.416	$3/2^+$		

TABLE 2

PARTIAL FISSION CROSS SECTIONS (mb)

$E_n$ (keV)	$J \backslash K^{\pi}$	$0^+$	$2^+$	$0^-$	$1^-$	$2^-$	$0^+$	$1^-$	$3^-$	$1^+$
10	0	0.0	-	-	-	-	0.0	-	-	-
	1	-	-	27	32	-	-	5.2	-	0.0
	2	687	815	-	128	27	80	24	-	1.8
	3	-	1667	116	104	20	-	19	19	2.7
	4	0.4	0.5	-	75	22	0.0	25	25	0.0
	5	-	0.5	0.0	0.0	0.0	-	0.0	0.0	0.0
20	0	0.1	-	-	-	-	0.0	-	-	-
	1	-	-	35	43	-	-	6.9	-	0.1
	2	469	562	-	172	35	59	30	-	1.5
	3	-	1133	151	145	25	-	24	24	2.1
	4	1.2	1.4	-	107	28	0.1	31	31	0.0
	5	-	1.3	0.0	0.0	0.0	-	0.0	0.0	0.0
30	0	0.2	-	-	-	-	0.1	-	-	-
	1	-	-	40	51	-	-	8.1	-	0.1
	2	373	452	-	199	39	50	33	-	1.6
	3	-	902	171	174	29	-	26	26	2.0
	4	2.2	2.6	-	131	31	0.2	33	33	0.0
	5	-	2.4	0.0	0.0	0.0	-	0.0	0.0	0.0
40	0	0.3	-	-	-	-	0.1	-	-	-
	1	-	-	42	57	-	-	9.1	-	0.2
	2	316	387	-	217	42	47	35	-	1.7
	3	-	767	181	196	32	-	28	28	2.1
	4	3.4	3.9	-	150	33	0.3	33	33	0.0
	5	-	3.7	0.0	0.0	0.0	-	0.0	0.0	0.0
50	0	0.5	-	-	-	-	0.2	-	-	-
	1	-	-	44	61	-	-	10	-	0.4
	2	277	343	-	229	44	45	36	-	2.0
	3	-	657	186	214	33	-	29	29	2.2
	4	4.5	5.2	-	165	33	0.4	32	32	0.0
	5	-	5.0	0.0	0.0	0.0	-	0.0	0.0	0.0

TABLE 2 (cont'd)

$E_n$ (keV)	$J \backslash K^{\pi}$	0 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	0 <sup>-</sup>	1 <sup>-</sup>	2 <sup>-</sup>	0 <sup>+</sup>	1 <sup>-</sup>	3 <sup>-</sup>	1 <sup>+</sup>
60	0	0.6	-	-	-	-	0.2	-	-	-
	1	-	-	46	65	-	-	11	-	0.7
	2	249	311	-	237	47	44	37	-	2.5
	3	-	588	187	228	35	-	29	29	2.5
	4	5.7	6.7	-	177	34	0.6	32	32	0.0
70	5	-	6.5	0.0	0.0	0.0	-	0.0	0.0	0.0
	0	0.7	-	-	-	-	0.3	-	-	-
	1	-	-	46	67	-	-	12	-	1.1
	2	227	286	-	241	49	44	39	-	3.2
	3	-	536	186	238	37	-	30	30	2.9
80	4	7.0	8.3	-	187	34	0.8	31	31	0.0
	5	-	8.1	0.0	0.0	0.0	-	0.0	0.0	0.0
	0	0.8	-	-	-	-	0.3	-	-	-
	1	-	-	47	69	-	-	13	-	1.8
	2	209	266	-	244	51	45	40	-	4.3
90	3	-	497	183	246	38	-	31	31	3.6
	4	8.4	9.9	-	195	34	1.0	30	30	0.0
	5	-	9.7	0.0	0.0	0.0	-	0.0	0.0	0.0
	0	1.0	-	-	-	-	0.4	-	-	-
	1	-	-	47	70	-	-	14	-	2.8
100	2	193	250	-	244	53	46	41	-	6.0
	3	-	465	180	252	40	-	32	32	4.5
	4	9.7	12	-	201	34	1.2	29	29	0.0
	5	-	11	0.0	0.0	0.0	-	0.0	0.0	0.0
	0	1.1	-	-	-	-	0.5	-	-	-
100	1	-	-	47	70	-	-	15	-	4.3
	2	180	236	-	243	56	47	43	-	8.8
	3	-	438	176	255	42	-	33	33	5.9
	4	11	13	-	206	34	1.5	29	29	0.0
	5	-	13	0.0	0.0	0.0	-	0.0	0.0	0.0

TABLE 2 (cont'd)

$E_n$ (keV)	J $K^{\pi}$	0 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	0 <sup>-</sup>	1 <sup>-</sup>	2 <sup>-</sup>	0 <sup>+</sup>	1 <sup>-</sup>	3 <sup>-</sup>	1 <sup>+</sup>
200	0	2.3	-	-	-	-	1.6	-	-	-
	1	-	-	44	63	-	-	31	-	6.6
	2	114	163	-	189	99	64	74	-	15
	3	-	287	135	214	79	-	57	57	77
	4	20	27	-	185	49	6.8	36	36	6.0
	5	-	26	0.0	0.0	0.0	-	0.0	0.0	0.5
300	0	3.4	-	-	-	-	2.5	-	-	-
	1	-	-	39	54	-	-	46	-	7.4
	2	95	141	-	143	127	62	114	-	7.8
	3	-	261	101	151	121	-	100	100	16
	4	28	41	-	126	81	18	62	62	2.5
	5	-	36	0.0	0.0	0.0	-	0.0	0.0	6.9
400	0	4.3	-	-	-	-	3.1	-	-	-
	1	-	-	35	51	-	-	42	-	11
	2	79	120	-	132	111	51	111	-	13
	3	-	221	88	130	113	-	112	112	20
	4	35	52	-	96	86	22	82	82	3.1
	5	-	46	0.0	0.0	0.0	-	0.0	0.0	2.9
500	0	4.4	-	-	-	-	3.5	-	-	-
	1	-	-	30	46	-	-	35	-	18
	2	65	102	-	123	95	46	93	-	30
	3	-	189	81	129	99	-	97	97	44
	4	37	58	-	94	75	25	75	75	8.1
	5	-	51	0.0	0.0	0.0	-	0.0	0.0	5.3
600	0	4.5	-	-	-	-	-	-	-	-
	1	-	-	25	41	-	3.9	33	-	25
	2	54	88	-	109	89	-	85	-	51
	3	-	159	71	121	94	43	90	90	85
	4	37	58	-	92	71	-	68	68	22
	5	-	51	0.0	0.0	0.0	27	0.0	0.0	14

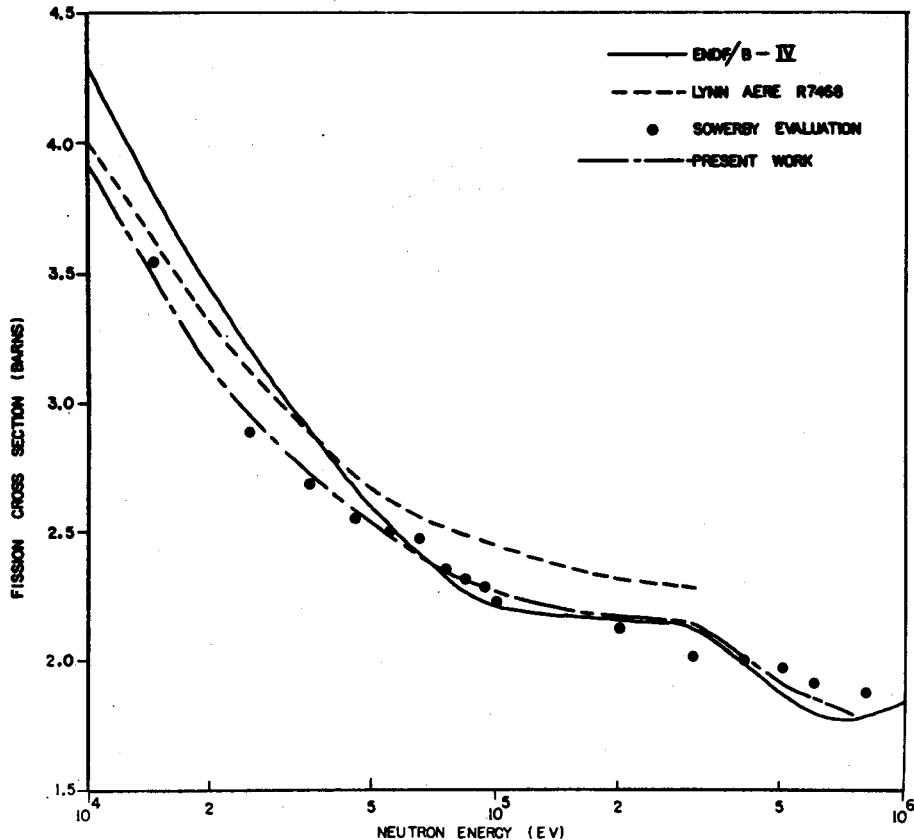


FIGURE 1  $^{233}\text{U}$  ( $n,f$ ) FISSION CROSS SECTION

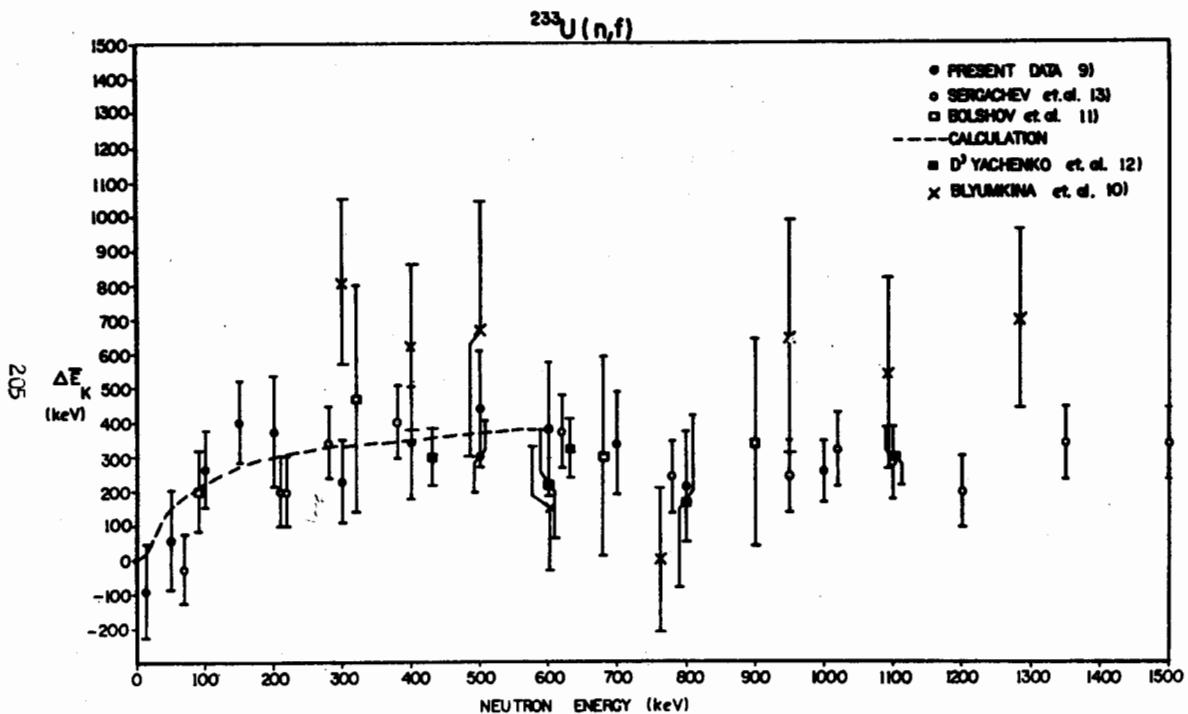


FIGURE 2 AVERAGE TOTAL KINETIC ENERGY DATA -  $^{233}\text{U} \Delta E_k = \bar{E}_k(E_n) - \bar{E}_k(\text{THERMAL})$

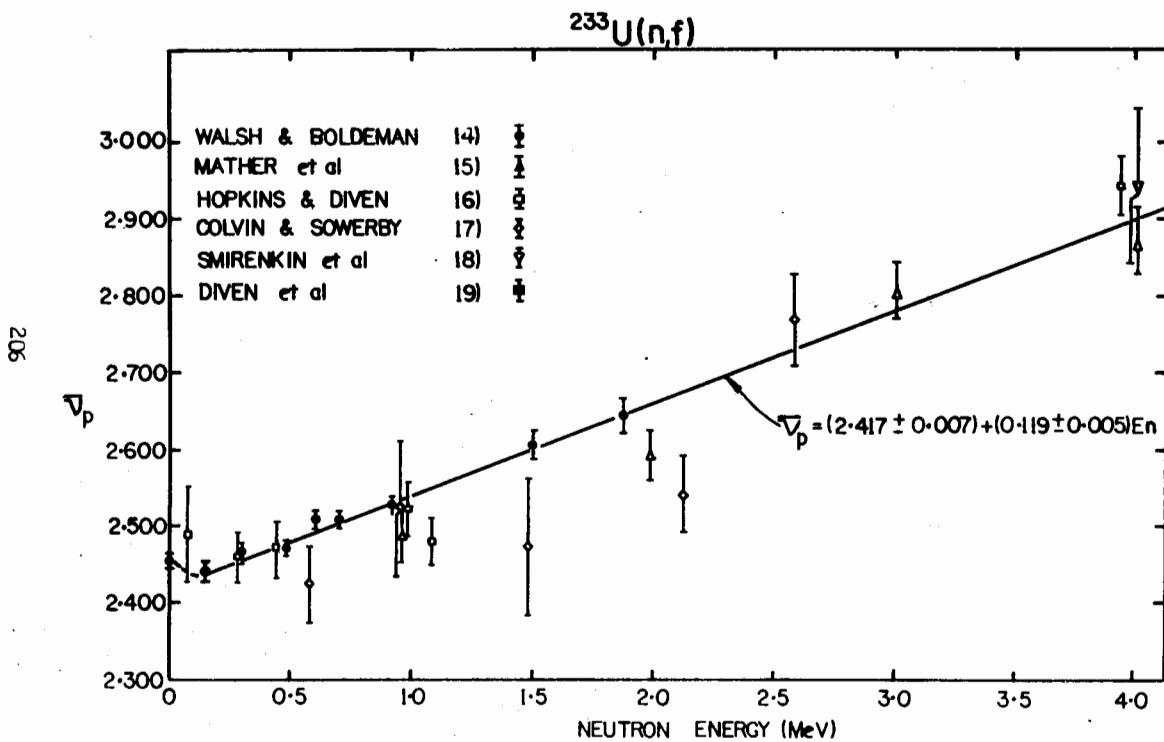


FIG. 3 EXPERIMENTAL  $\bar{V}_p$  DATA. FITTED LINE IS THAT OF REF (14)

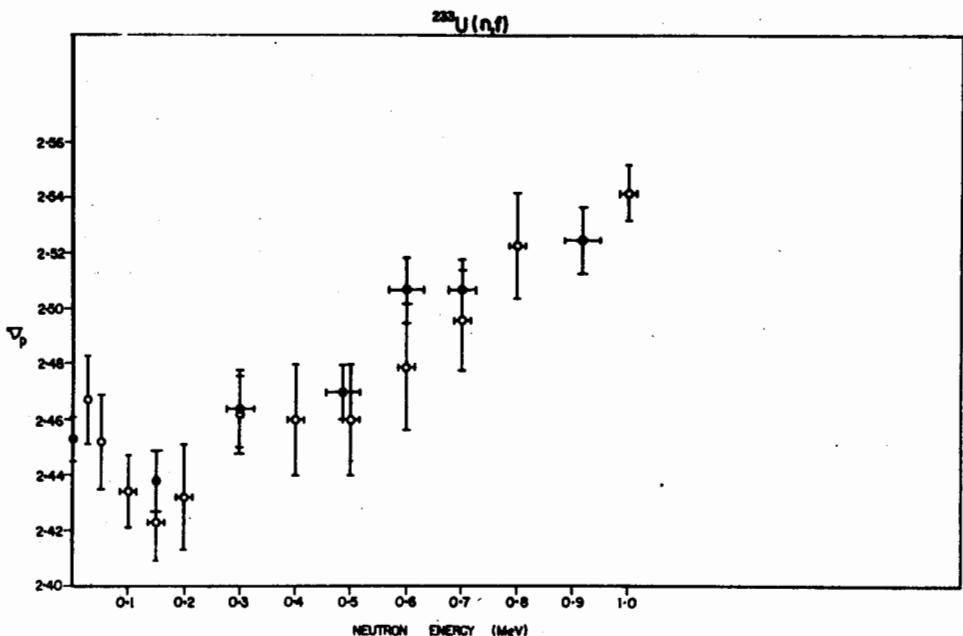


FIGURE 3(a)  $\bar{\nu}_p(\bar{E}_n)$  DATA DERIVED FROM  $\bar{E}_K(E_n)$  DATA OF (9)  $\circ$ , AND COMPARED WITH DIRECT  $\bar{\nu}_p$  DATA OF (14)  $\bullet$

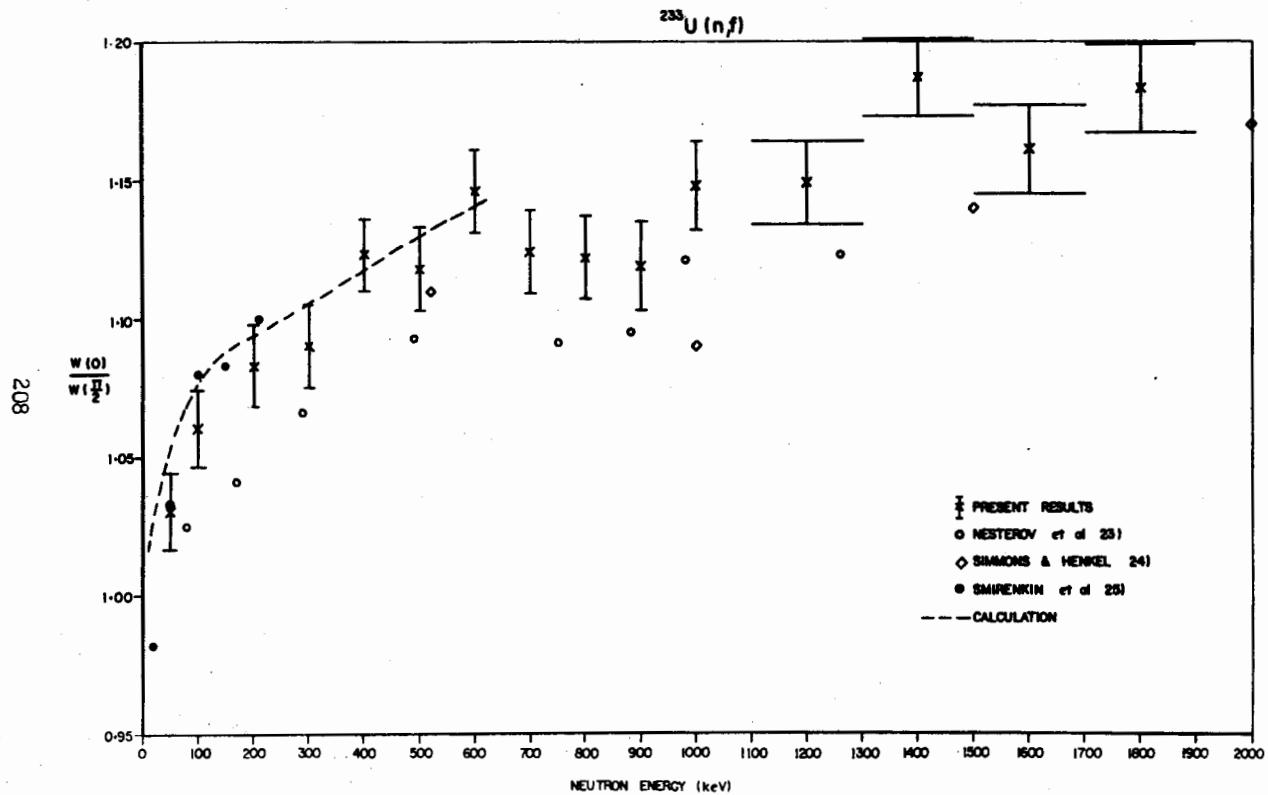


FIGURE 4 FRAGMENT ANISOTROPY VERSUS INCIDENT NEUTRON ENERGY -  $^{233}\text{U}$ . PRESENT DATA AT 50, 100 keV PROVISIONAL ONLY (FLUX CORRECTION NOT FINALISED)

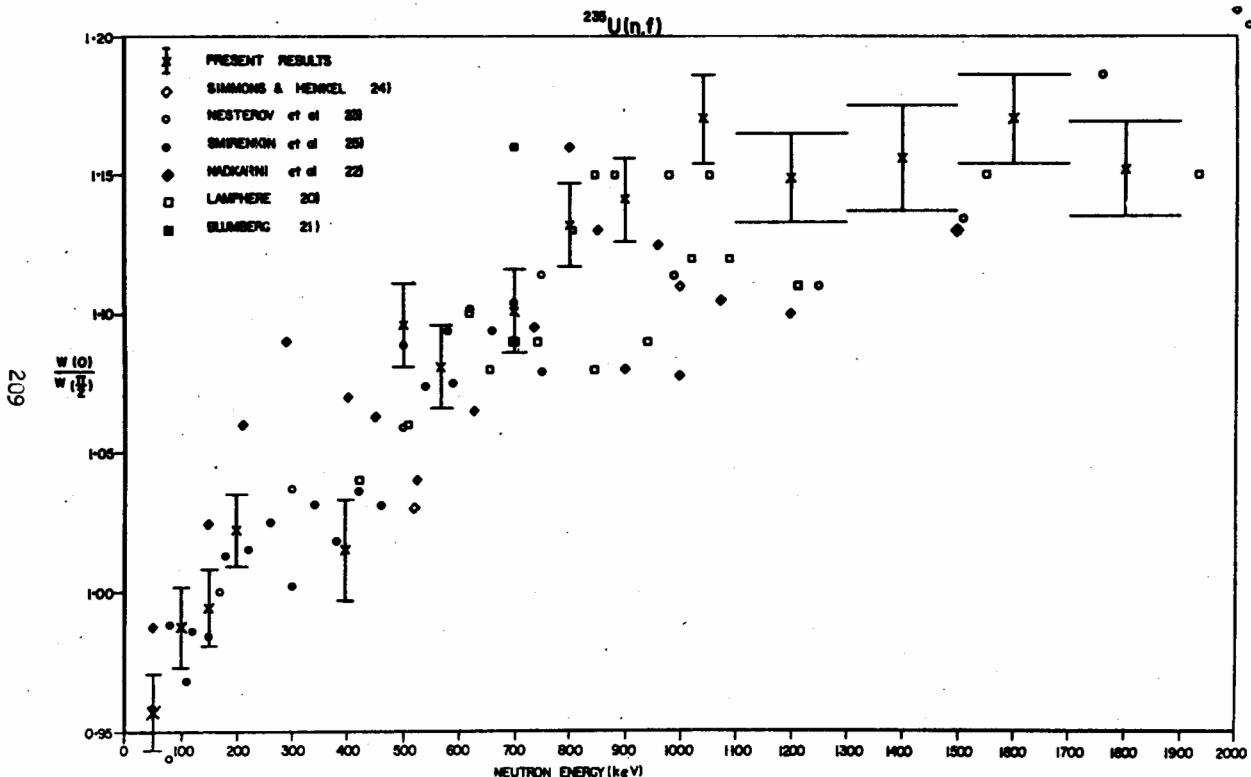


FIGURE 5 FRAGMENT ANISOTROPY VERSUS INCIDENT NEUTRON ENERGY -  $^{235}\text{U}$ . PRESENT DATA AT  
50, 100, 150 keV PROVISIONAL ONLY (FLUX CORRECTION NOT FINALISED)

AUSTRALIAN ATOMIC ENERGY COMMISSION  
RESEARCH ESTABLISHMENT  
LUCAS HEIGHTS

FINE STRUCTURE IN THE NEUTRON EMISSION FROM  
 $^{252}\text{Cf}$  SPONTANEOUS FISSION FRAGMENTS

by

J. W. BOLDEMAN and R. L. WALSH

ABSTRACT

Experimental evidence is presented for structure in the variation of the average number of neutrons emitted per fragment in the spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$ , which correlates with structure in the fragment mass yield curve.

#### ODD-EVEN Z EFFECTS IN THE TOTAL ENERGY RELEASE IN FISSION

It is known from energy release calculations that fission into two evenly charged fragments liberates on the average, 2.5 MeV more energy than fission into two oddly charged fragments<sup>1)</sup>. A question of interest is whether this excess energy passes into fragment excitation or into fragment kinetic energy. If it passes into fragment excitation, the average total neutron emission from two even Z fragments should be greater by about 0.25 neutrons than that from two odd Z fragments. Not only would  $\nu(Z)$  data show this fine structure, but a reduced effect would also be expected in  $\nu(A)$  data.

$\nu(Z)$  and  $\nu(A)$  measurements have therefore been made for  $^{252}\text{Cf}$  spontaneous fission to investigate this effect. Two surface barrier detectors determined the fragment masses and kinetic energies via the standard double-energy method. A high resolution silicon X-ray detector enabled the fragment charges to be established by measuring the energies of the fragment K X-rays. The X-ray resolution was 440 eV (FWHM) at 26 keV. A 30-litre liquid scintillator tank, subtending  $\pm 30^\circ$  with respect to the  $^{252}\text{Cf}$  source, detected the fragment neutrons. The data from the four detectors are recorded event by event on magnetic tape.

The neutron emission versus fragment mass measurements for  $^{252}\text{Cf}$  are shown in Figure 1. The statistical accuracy of the  $\nu(A)$  data in the vicinity of the mass yield peaks is approximately 1 per cent. The masses are pre-neutron emission masses. The main features to observe are the 'bumps' at masses 90 and 96 in the light group data, and at masses 156 and 162 in the heavy group data. The total neutron emission from two complementary fragments is also shown in Figure 1. 'Bumps' are seen at masses 134, 140, 144, 148, 152, 156 and 162. It is significant that five of these seven locations: 134, 140, 152, 156 and 162, correspond exactly to the locations of the well known fine structure peaks observed in the  $^{252}\text{Cf}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  mass yield curves<sup>2)</sup>.

Figure 1 also shows the general trend of the  $\nu(A)$  data of Bowman et al. (1963)<sup>3)</sup> and Signarbieux et al. (1972)<sup>4)</sup>. The three sets are in fairly good

agreement overall, though the previous two sets have not observed the fine structure seen in the present work.

Figure 2 shows the  $v(Z)$  results. The solid circles denote neutron emission from individual fragments, while the open circles show the total neutron emission from a pair of complementary fragments. The present statistical errors are quite large, about 8 to 9 per cent. The shape of the  $v_{Total}(Z)$  curve does seem to suggest some sort of even-odd Z effect. The even Z data points at  $Z = 40, 42$  and  $44$  are all higher than their neighbouring odd Z data points at  $Z = 39, 41, 43$  and  $45$ . However, the errors are quite large. The measured excess, even Z fragment neutron emission over Z emission, is  $0.15 \pm 0.25$  neutrons. Higher statistical accuracy is required before a definitive statement may be made.

Our low geometry measurements of  $v(Z)$  from individual fragments used  $\pi/3$  neutron detection geometry. Nifenecker et al. at Saclay, have reported  $4\pi$  geometry measurements on the total neutron emission from a pair of complementary fragments<sup>5)</sup>. Separate data for light and heavy mass groups are not obtained in large geometry studies. However, higher counting rates are possible, with consequent improvement in statistical accuracy. The Saclay data are also shown in Figure 2. The accuracy of the Saclay data is 1.8 to 2 per cent compared with 8 to 9 per cent for our data. The Saclay results showed no evidence for an even-odd Z effect in neutron emission.

The mass-yield fine structure arises through the preferential formation of even Z-even N fragments in the fission process. The fact that correlated fine structure seems to be present in our  $v(A)$  data implies that there should be even-odd Z fine structure in the  $v(Z)$  data. Further, this  $v(Z)$  fine structure should be more acute than the  $v(A)$  fine structure, as the final  $v(A)$  structure is a 'smeared' version of it. However, the accurate  $v_{Total}(Z)$  measurements at Saclay showed no such even-odd behaviour.

Thus, an apparent anomaly exists between the  $\nu(A)$  and  $\nu(Z)$  studies; we are continuing our series of fragment neutron emission measurements to try to resolve it.

REFERENCES

1. J. C. D. Milton, UCRL-9883 Rev.
2. T. D. Thomas and R. Vandenberg, Phys. Rev. 133, B976, (1964).
3. H. R. Bowman, J. C. D. Milton, S. G. Thompson and W. J. Swiatecki, Phys. Rev. 129, 2133 (1963).
4. C. Signarbieux, J. Poitou, M. Ribrag and J. Matuszek, Phys. Lett. 39B, 503 (1972).
5. H. Nifenecker, C. Signarbieux, R. Babinet and J. Poitou, Proc. 3rd IAEA Symp. Phys. and Chem. of Fission, Rochester 1973, 2, 117.

214

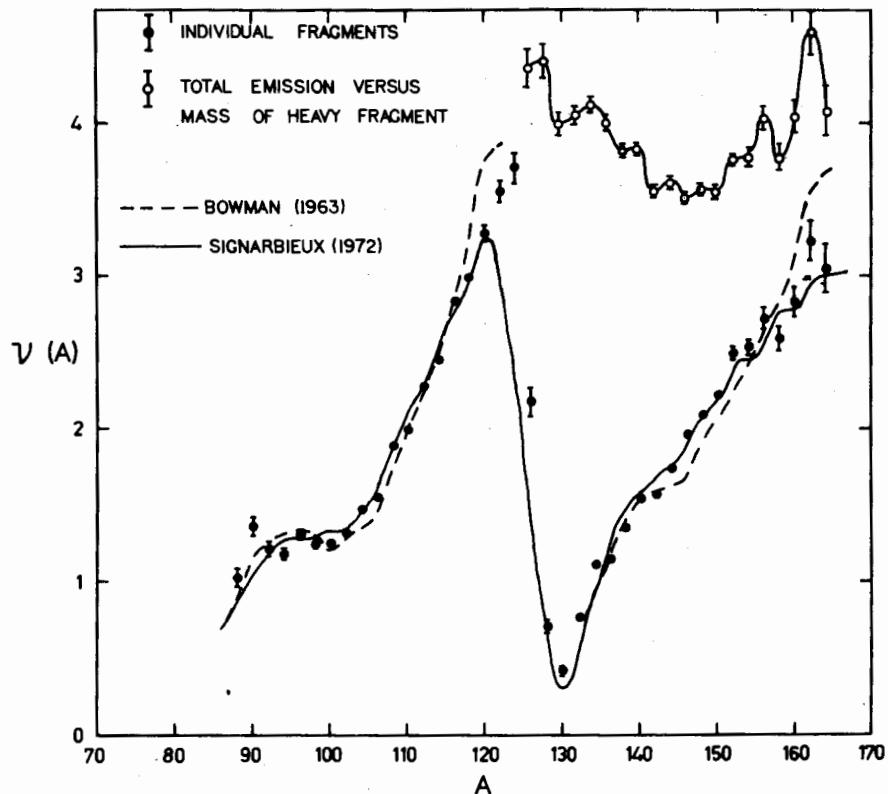


FIG. 1 NEUTRON EMISSION VERSUS FRAGMENT MASS,  $^{252}\text{Cf}$

215

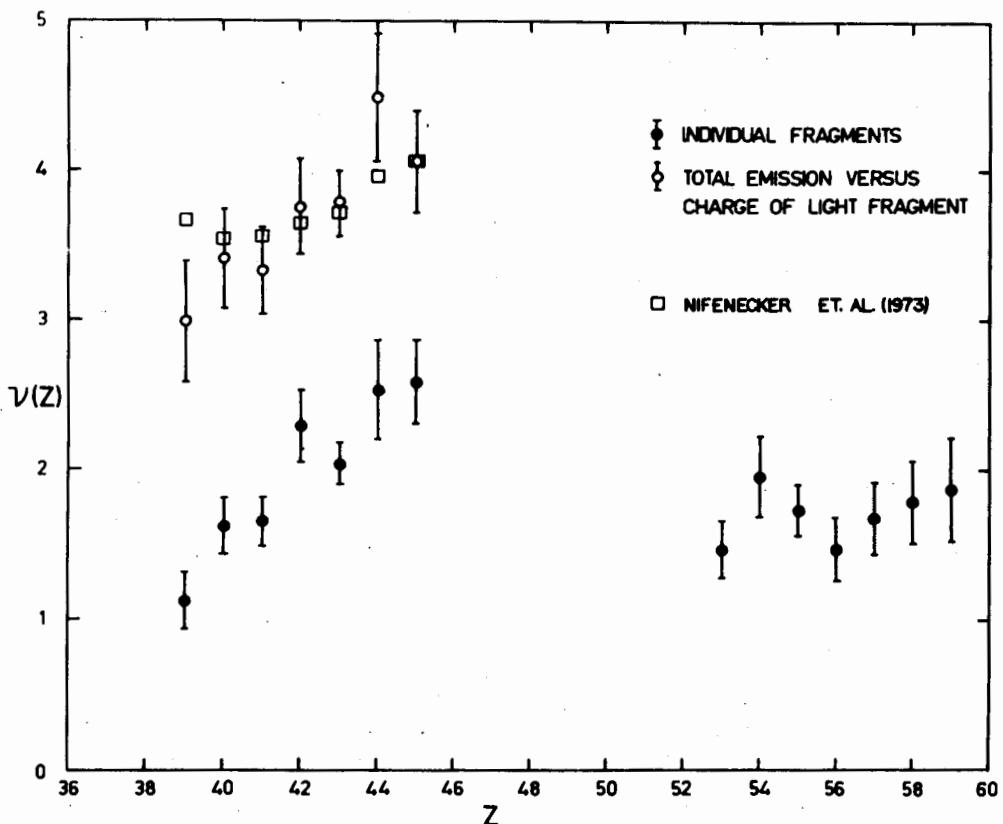


FIG. 2 NEUTRON EMISSION VERSUS FRAGMENT CHARGE,  $^{252}\text{Cf}$ .

ОСОБЕННОСТИ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ЛЕГЧЕ ТОРИЯ ПРИ  
СРЕДНИХ ВОЗБУЖДЕНИЯХ И БЛИЗКИХ К ПОРОГУ

Ю.А.Селицкий.

(Радиевый институт им. В.Г.Хлопина)

Аннотация

На основе измеренных спектров кинетической энергии осколков деления Ra<sup>226,227</sup>, Ac<sup>228</sup>, Th<sup>229</sup> и литературных данных систематизирована зависимость выхода компоненты симметричного деления от энергии возбуждения и состава ядер. Измеренные у порога анизотропии симметричного и асимметричного деления Ra<sup>226,227</sup> одинаковы в пределах до 25%. Приведены сведения о сечении деления Ac<sup>227</sup> нейтронами с энергией I = 19 МэВ и Ra<sup>226</sup> тепловыми нейтронами.

Abstract

Relative yield of symmetric fission versus excitation energy and type of nuclei was collected from measured kinetic energy spectra of Ra-226, 227, Ac-228, Th-229 fission fragments and from literature data. Anisotropy of symmetric and asymmetric fission of Ra-226, 227 near threshold are equal within 25%. Information is given about neutron-induced fission cross section of Ac-227 ( $E = 1+19$  MeV) and about fission cross section of Ra-226 induced by thermal neutron.

Сообщение представляет собой обзор работ, выполненных Жагровым Б.А., Куксом И.М., Немиловым Ю.А., Николаевым В.А., Селицким Ю.А., Фунштейном В.Б., Хлебниковым С.В., Ципенюком Ю.М. Шестаковым Б.И., Шестаковой И.А. Измеренные нами в последние два года спектры кинетических энергий осколков деления радия - 226,227, актиния - 228 и тория - 229 дали возможность проследить энергетическую зависимость выхода компонент симметричного и асимметричного деления. Полученные результаты с привлечением литературного материала [1,2] послужили основой для систематизации зависимости выхода компоненты симметричного деления от энергии возбуждения и нуклонного состава ядер. Способ выделения компоненты симметричного деления,  $\delta$ , для реакции  $Ra^{226}(n,f)$  описан в [3]. Аналогичным образом получены сведения в реакциях  $Ra^{226}(\gamma,f)$  [4],  $Ra^{226} + d$  (6,6 Мэв)  $\rightarrow Ac^{228} \rightarrow f$  (спектр  $E_k$  осколков измерен полупроводниковым детектором под углом  $140^\circ$  к направлению пучка дейtronов) и в реакции  $Ac^{227}(d,f)$  [5]. На рис. I обращают внимание следующие особенности кривых: 1) компонента симметричного деления у всех ядер появляется при  $E_{возб.} = 9 - 10$  Мэв; 2)  $\delta$  имеет относительно большую величину у легких ядер. Величину  $\delta$  можно также получить из работы [2] для  $Ac^{227}, 228$ , расположение ее в среднем совпадает с кривыми для радия. Определений интерпретации хода кривых в настоящее время нет; может быть не случайным является совпадение появления компоненты симметричного деления с величиной  $E_{крит}$  разрыва пар нуклонов в ядре.

Измерение с помощью двух полупроводниковых детекторов спектров  $E_k$  осколков радия под углом  $0$  и  $90^\circ$  к направлению пучка нейтронов с энергией 7 Мэв позволило определить анизотропии симметричной ( $A_s$ ) и асимметричной ( $A_a$ ) компонент. Они оказались равными в пределах до 25 %. При фотodelении радия, благодаря большой величине анизотропии, аналогичные измерения привели к еще более выразительному результату [4]. Совпадение  $A_s$  и  $A_a$  иллюстрируется на рис. 2. По-видимому, компонентам симметричного и асимметричного деления соответствует одна и та же седловая точка. Тогда, как следствие, их анизотропии одинаковы, а кривые выхода для них определяются

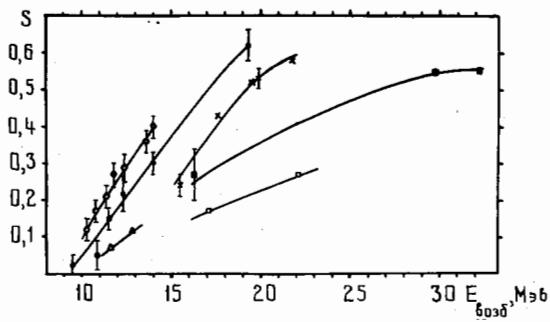


Рис.1. Зависимость относительного выхода компоненты симметричного деления от энергии возбуждения компаунд - ядра:  
 $\circ - Ra^{226}(Y,f)$  [4];  $\bullet - Ra^{226} + n \rightarrow Ra^{227} \rightarrow f$  [3];  $\times - Ra^{226} + d \rightarrow Ac^{228} \rightarrow f$ ;  $\blacksquare - Th^{229}$ ;  $\square - Th^{230}$ ;  $\triangle - Pa^{231}$ . Точки с погрешностями - из наших работ, без погрешностей - из [1].

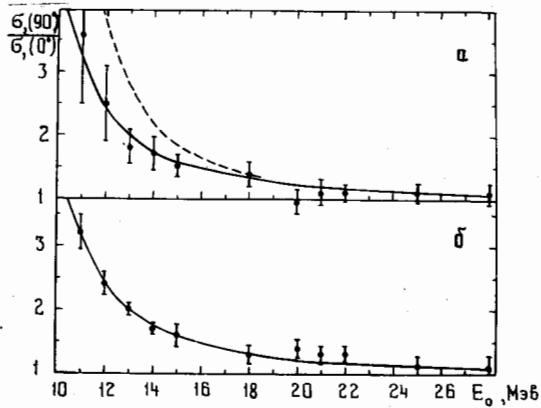


Рис.2. Зависимость анизотропии симметричного (а) и асимметричного (б) деления  $Ra^{226}$  от граничной энергии тормозного спектре гамма-квантov. Сплошная линия - анизотропия без разделения компоненты, пунктиром проведена та же линия со смещением на 1,5 МэВ (возможное различие  $B_{fS}$  и  $B_{fa}$ ).

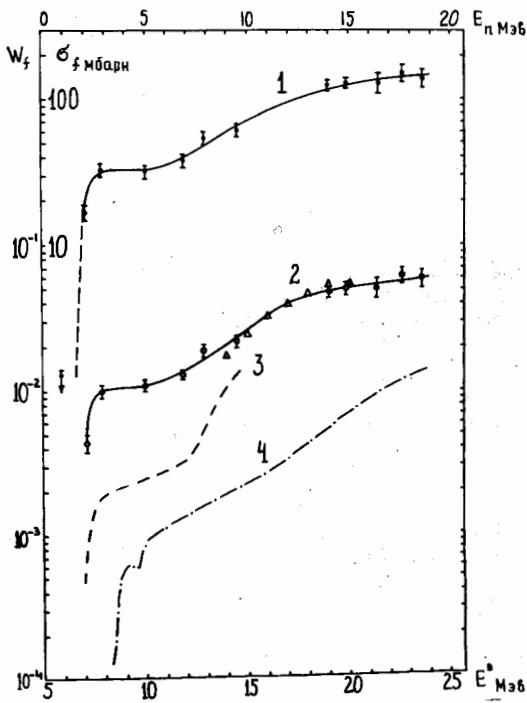


Рис.3. Сечения деления  $\text{Ac}^{227} + n$  и эффективные делимости  $\text{Ac}^{228}$  и  $\text{Ra}^{227}$  в зависимости от энергии возбуждения: 1- $\sigma_f(\text{Ac}^{227} + n)$ ; 2- $W_{\text{эфф}}(\text{Ac}^{228})$  из реакции  $\text{Ac}^{227}(n, f)$  данная работа;  $\Delta - W_{\text{эфф}}(\text{Ac}^{228})$  из реакции  $\text{Ra}^{226}(d, f)$  [7]; 3- $W_{\text{эфф}}(\text{Ac}^{228})$  из реакции  $\text{Ra}^{226}({}_2^3\text{He}, p, f)$  [2]; 4- $W_{\text{эфф}}(\text{Ra}^{227})$  из реакции  $\text{Ra}^{226}(n, f)$  [3].

при спуске с барьера к точке разрыва. Это предположение не соответствует выводам работы [2].

В интервале энергий нейтронов I - 19 Мэв нами измерены сечения деления,  $\sigma_f$ , Ac<sup>227</sup> и рассчитаны эффективные делимости,  $w_f$ , компаунд-ядер Ac<sup>228</sup> (рис. 3). Из хода кривой  $\sigma_f$  определен барьер деления  $B_f$  (Ac<sup>228</sup>) =  $7,1 \pm 0,2$  Мэв. Делимость совпадает с  $\bar{U}$  и существенно отличается от результатов определения  $w_f$  (Ac<sup>228</sup>) из реакции Ra<sup>226</sup> (He<sup>3</sup>, p f) [2]. Маловероятно, чтобы причиной этого различия были моменты количества движения, сообщаемые компаунд-ядрам.

В заключение отметим, что в связи с опубликованием работы [6], авторы которой сообщают о том, что обнаружены сравнительно большое сечение деления Ra<sup>226</sup> тепловыми нейтронами ( $\sigma_f = 5$  мбарн) и симметричная кривая распределения масс осколков, мы провели контрольный эксперимент. Результаты работы [6] не подтвердились. Относительными измерениями по U<sup>235</sup> с регистрацией осколков получено  $\sigma_f \leq 0,1$  мбарн.

#### Л и т е р а т у р а

1. H.C. Britt et al. Phys. Rev. 129, 2239, 1963.
2. E. Конеспу, H.J. Specht, J. Weber. Phys. Lett. 45 B, 329, 1973.
3. Е.А. Жагров, И.М. Кукус, Ю.А. Немилов, Ю.А. Селицкий, В.Б. Фунштейн. Препринт Радиевого института РИ-4, 1972.
4. Е.А. Жагров, Ю.А. Немилов, В.А. Николаев, Ю.А. Селицкий, Ю.М. Чипенюк. Письма в ЖЭТФ, 20, 220, 1974.
5. В.А. Николаев, Ю.А. Селицкий, В.Б. Фунштейн, Б.И. Шестаков, И.А. Шестакова. ЯФ, 19, 751, 1974.
6. H. Nakahara, T. Ikeda, T. Hashimoto. J. Inorg. Nucl. Chem., 3, 487, 1974.
7. А.С. Ловгиленко, Е.А. Жагров, Ю.А. Немилов, Ю.А. Селицкий. ЯФ, 5, 538, 1967.

# КАЧЕСТВЕННЫЕ ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ ДЕЛЕНИЯ

АТОМНЫХ ЯДЕР

Г.Д.Адеев, П.А.Черданцев

(НИИ ядерной физики, электроники и автоматики при Томском политехническом институте)

## Аннотация

Исследовано влияние процесса установления равновесия на распад составного ядра путем деления или испускания нейтрона. Получены аналитические выражения для вероятностей распределения во времени и для предравновесных спектров осколков деления, которые определяются особенностями начального состояния, энергией возбуждения и оболочечной структурой составного ядра.

## Abstract

Influence of the attainment of a statistical equilibrium on compound nucleus decay by means of fission or neutron emission was investigated. Analytic expression for the probabilities of distribution in time and for the pre-equilibrium fission fragments spectra were obtained. They are determined by character of initial state, excitation energy and shell structure of compound nucleus.

Много попыток динамического описания деления атомных ядер [1-7] было предпринято в последние годы. Для получения качественных выводов о характере динамики деления мы воспользуемся приближением, предложенным Уилетсом [2].

Если первоначально образовалось состояние с полной энергией возбуждения  $E^*$  и внутренней энергией  $E$ , то плотность состояний в основном определяется энергией  $E$ . В этой системе будет происходить перераспределение энергии между только одночастичными степенями свободы и между одночастичными и коллективными степенями свободы. Если пренебречь взаимным влиянием этих процессов, то их можно описывать независимо. Тогда в соответствии с [2] мы получаем уравнения

$$\frac{dU}{dt} = \frac{\partial}{\partial E} \left[ \rho^2 J_{sc} \frac{\partial}{\partial E} \left( \frac{U}{\rho} \right) \right] \quad (1)$$

$$\text{и} \quad \frac{dw}{dt} = \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left[ f^2 J_{ss} \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left( \frac{w}{f} \right) \right], \quad (2)$$

где  $U$  и  $w$  - функции распределения энергии по коллективным и одночастичным степеням свободы соответственно,  $J_{sc}$  и

$J_{ss}$  - постоянные, определяющие одночастично-коллективные и внутренние переходы, а  $\rho$  и  $f$  - плотность состояний при энергии  $E$  и равновесное распределение одночастичных состоя-

ний. Если мы не интересуемся энергетическим распределением нейтронов, то достаточно решить уравнение (I). Ради простоты мы можем взять

$$\rho = \rho_0 \exp(2\sqrt{\alpha}E), \quad (3)$$

Введем вместо  $t$  новую переменную  $\tau = J_{sc}t$  и возможность распада системы. Тогда получаем

$$\frac{dU}{d\tau} = \rho \frac{d^2U}{dE^2} - \rho'' U - 2U, \quad (4)$$

где  $\gamma = \frac{1}{J_{sc}}$ ,  $\lambda = \lambda_f + \lambda_n + \lambda_s$  — постоянная распада.

Если  $\gamma = 0$ , то уравнение (4) допускает стационарное решение

$$U_{st}(E) = \beta \rho(E), \quad (5)$$

Для того, чтобы получить решение с однородными граничными условиями, будем искать функцию

$$X(E, t) = U(E, t) - \beta \rho e^{-\gamma t}, \quad (6)$$

удовлетворяющую тому же уравнению (4).

Представим  $X(E, t)$  в виде ряда

$$X(E, t) = \sum_n c_n \exp(-\chi_n t) \xi_n(E), \quad (7)$$

где  $\xi_n$  удовлетворяет уравнению

$$\xi_n'' + \frac{\chi_n^2 - \rho''}{\rho} \xi_n = 0. \quad (8)$$

Для достаточно больших энергий в этом уравнении можно пренебречь членом с  $\rho''$ , а  $\gamma$  считать величиной постоянной. Тогда, вводя новую переменную

$$x = \int_0^E \rho^{-1/2} dE \left( \int_0^{E'} \rho^{-1/2} dE \right)^{-1}, \quad (9)$$

получим собственные значения

$$\chi_n = \gamma + \frac{\pi^2 n^2}{\left( \int_0^{E'} \rho^{-1/2} dE \right)^2} \quad (10)$$

и ортонормированные функции

$$\xi_n = \sqrt{2} \sin(\pi n x). \quad (II)$$

Если  $X(E, 0) = X_0(E)$ , то

$$X(E, t) = \int_0^t X_0[E(y)] G(\tau |x|/y) dy, \quad (12)$$

где

$$G(t/x/y) = 2 \sum_{n=0}^{\infty} \sin(\pi n x) \sin(\pi n y) e^{-x_n t} \quad (I3)$$

является функцией Грина уравнения (4). Следующий шаг к упрощению заключается в замене суммирования в (I3) интегрированием с использованием формулы Эйлера-Маклорена. Учитывая главные члены, мы получаем

$$G(t/x/y) = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{t}} \left( e^{-\frac{\pi^2 x^2}{4t}} - e^{-\frac{\pi^2 y^2}{4t}} \right) e^{-2t}, \quad (I4)$$

где

$$x_{\pm} = x \pm y, \quad \gamma = \pi \left( \int_0^{E^*} \rho^{-1/2} dE \right)^{-1}. \quad (I5)$$

Таким образом, зависимость плотности вероятности системы от внутренней энергии возбуждения  $E$  в момент времени  $t$  равна

$$U(E,t) = \beta \rho e^{-2t} + \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{t}} \int_0^1 \varphi_o(y) \left( e^{-\frac{\pi^2 y^2}{4t}} - e^{-\frac{\pi^2 x_{\pm}^2}{4t}} \right) dy e^{-2t}, \quad (I6)$$

где  $\varphi_o(y) = \chi_o[E(y)]$  — отличие начального распределения от равновесного. Для  $\delta$  — образного начального распределения имеем

$$U(E,t) = \beta \rho e^{-2t} + \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{t}} \left( e^{-\frac{\pi^2 x_{\pm}^2}{4t}} - e^{-\frac{\pi^2 x_{\pm}^2}{4t}} \right) e^{-2t} - \beta \rho_0 \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{t}} \int_0^1 e^{2\sqrt{t}\alpha E} \left( e^{-\frac{\pi^2 y^2}{4t}} - e^{-\frac{\pi^2 x_{\pm}^2}{4t}} \right) dy e^{-2t} \quad (I7)$$

Здесь  $x_{\pm}^0 = x \pm y(E_0)$ , а  $E_0$  — начальная энергия внутреннего возбуждения. Используя эту функцию, мы можем найти распределение внутренней энергии осколков деления и энергетическое распределение нейтронов, испускаемых ядром до деления. Для распределения осколков получаем

$$N_f(E) = A_f \int_0^{\infty} U(E,t) dt = \frac{A_f}{\lambda} [\beta \rho + \alpha \left( e^{-\lambda/x_{\pm}^0} - e^{-\lambda/x_{\pm}^0} \right) - \alpha \beta \int_0^1 \rho \left( e^{-\lambda/x_{\pm}^0} - e^{-\lambda/x_{\pm}^0} \right) dy], \quad (I8)$$

где

$$\alpha = \frac{\pi \sqrt{2}}{\gamma}, \quad \gamma = \frac{\pi a \sqrt{\rho_0}}{2 \sqrt{t} \alpha E^*} \exp(\sqrt{a E^*}), \quad \beta = \frac{a}{\sqrt{a E^*}} \exp(-2\sqrt{a E^*}).$$

Первый член формулы (I8) определяет равновесное распределение вероятностей, а остальные дают искажение спектра за счет

предравновесных распадов. В формуле (18) наиболее существенным членом является

$$\frac{\lambda_f}{\lambda} \omega e^{-\alpha/x^0} = \begin{cases} \frac{\lambda_f}{\lambda} \omega e^{-\alpha[y(E_0) - x]}, & E < E_0 \\ \frac{\lambda_f}{\lambda} \omega e^{-\alpha[x - y(E_0)]}, & E > E_0 \end{cases} \quad (19)$$

поэтому при одночастичных возбуждениях, когда  $E_0 \approx E^*$ , максимум  $e^{-\alpha/x^0}$  попадает в ту область, где  $\frac{\lambda_f}{\lambda}$  практически равняется нулю. В этом случае распределение почти не зависит от  $E_0$ .

Если  $E_0 \ll E^* - E_f$ , то максимум функции (19) лежит в той области, где  $\frac{\lambda_f}{\lambda} \approx 1$ . В этом случае значительная часть процессов деления происходит до установления равновесия. Последний случай может иметь место, например, в реакциях с тяжелыми ионами, при кулоновском делении и т.д.

Для получения энергетического распределения нейтронов необходимо иметь кроме (17) функцию распределения  $W(\epsilon, E, t)$ , получаемую из уравнения (2). Тогда

$$N_n(\epsilon) = \int_{E_n}^{E^*} \int_0^\infty \lambda_n(\epsilon, E) U(E, t) W(\epsilon, E, t) dt dE, \quad (20)$$

где  $\lambda_n(\epsilon, E)$  — вероятность испускания нейтрона с энергией  $\epsilon$  в единицу времени ядром с энергией возбуждения  $E$ . Если  $W$  близко к равновесному значению  $f$ , то

$$N_n(\epsilon) = \int_{E_n}^{E^*} \frac{\lambda_n}{\lambda} f N_f(E) dE, \quad (21)$$

куда вместо  $N_f(E)$  следует подставить (18). В данном случае  $\lambda_n$  определяется просто коэффициентом прохождения и при высоких энергиях  $\epsilon$  стремится к постоянной.

Полученные здесь формулы позволяют исследовать зависимость энергетических распределений осколков деления и нейтронов от характера начального состояния (одночастичного или коллективного), от энергии возбуждения и оболочечной структуры составного ядра. Оболочечная структура прежде всего проявляется в барьерах деления [8]. Это приводит к резонансной структуре  $\lambda(E)$  [9, 10]. Кроме того, оболочечная структура существенно влияет на плотность состояний  $\rho(E)$  [11-14]. В наших расчетах, когда  $\rho(E)$  задается в виде (3), оболочечные эффекты

• приводят к изменению параметра  $a$ . При неслишком больших энергиях мы можем положить

$$a = \tilde{a}(1 + 0.05\delta U), \quad (22)$$

где  $\delta U$  — оболочечная поправка (в МэВ), а  $\tilde{a}$  — значение параметра  $a$  для Ферми-газа. Влияние оболочечной структуры на предравновесные вероятности определяется экспонентами вида

$$\exp\left(-\frac{\pi r^2}{4\epsilon T}\right) = \exp\left\{-\frac{E}{4\epsilon E^*} \exp 2\sqrt{aE}\right\}. \quad (23)$$

Мы видим, что скорость развития процесса зависит не только от энергии возбуждения, но и от оболочечной поправки. Если составное ядро имеет отрицательную оболочечную поправку, то  $a < \tilde{a}$  и развитие процесса установления равновесия идет более медленно, чем для ядра, у которого  $a > \tilde{a}$ . Существенные различия в протекании внутрядерных процессов будут существовать для ядер вблизи дважды магического  $^{208}Pb$  и актинидов. Если в первом случае  $a$  может составлять  $\tilde{a}/3$ , то во втором  $a$  мало отличается от  $\tilde{a}$ , и при одной и той же энергии возбуждения экспонента меняется в одинаковое число раз в первом случае за время примерно вдвое большее, чем во втором случае.

Использование функции (18) позволяет находить распределение скоплений по кинетическим энергиям, а, кроме того, спектры нейтронов деления.

### Л и т е р а т у р а

1. H.A.Kramers. Physica, 7, 284, 1940.
2. L.Wilets. Phys.Rev., 116, 372, 1959.
3. J.R.Nix, W.J.Swiatecki. Nucl.Phys., 71, 1, 1965.
4. R.W.Hasse. Nucl.Phys., A128, 609, 1969; Phys.Rev., C4572, 1971.
5. H.C.Pauli. Four Lectures on Fission, VII Summer School on Nucl. Structure, Mikolajki, Poland, 1974.
6. И.Р.Свинын. Препринт ФЭИ - 349, 1972.
7. W.Norenberg. Phys.Lett., 53B, 289, 1974.
8. M.Brack, J.Damgaard, A.S.Jensen, H.C.Pauli, V.M.Strutinsky, C.Y.Wong. Rev.Mod.Phys., 44, 320, 1972.
9. C.Y.Wong, J.Bang. Phys. Lett., 29B, 143, 1969.
10. A.V.Ignatyuk, N.S.Rabotnov, G.N.Smirnkin. Phys.Lett., 29B, 209, 1969.
11. А.В.Игнатюк, Ю.Н.Шубин. "Ядерная физика", 8, II, 35, 1968.
12. А.В.Игнатюк, В.С.Ставинский. "Ядерная физика", II, I2I3, 1970.
13. В.А.Рубченя. "Ядерная физика", II, 1028, 1970.
14. Г.Д.Адеев, Ш.А.Черданцев. "Ядерная физика", 21, 49I, 1975.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ  
НЕЙТРОНОВ ИЗ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ  
Г.Д.Адеев, В.А.Соколова, П.А.Черданцев  
(НИИ ядерной физики, электроники и автоматики при Томском политехническом институте)

Аннотация

В работе изучается энергетическая зависимость входных параметров каскадной модели излучения нейтронов и влияние вариации этих параметров на ее предсказания. Рассматривается деление  $^{233}U$ ,  $^{238}U$ , вызываемое протонами с энергией 9-22 Мэв [1].

Abstract

In this work the energy dependence of the entrance parameters of the neutron emission cascade model is investigated. Influence of variation of these parameters on the model predictions is also studied in detail. The fission of  $^{233}U$  and  $^{238}U$  induced by protons with energy in the range 9-22 MeV [1] is considered.

Целью данной работы является изучение влияния вариации параметра плотности уровней  $A(A)$ , средней энергии возбуждения осколков  $\bar{E}(A)$ , ширины распределения осколков по энергиям возбуждения  $\delta(A)$  на выход мгновенных нейтронов  $\bar{v}(A)$  из осколков деления. Рассматривалось деление  $^{233}U$  и  $^{238}U$  протонами с энергией от 9 до 22 Мэв [1]. В соответствии с работой [2] параметры  $A(A)$ ,  $\bar{E}(A)$  извлекались из эксперимента, а  $\delta(A)$  определялось исходя из работы [3]. При вычислении параметров средние энергии связи нейтронов  $\bar{Q}_n(A)$  рассчитывались по массовой формуле Камерона [4] с последующим усреднением по заряду и по каскаду. Критерием надежности извлечения параметров из эксперимента служило сравнение теоретической кривой  $\bar{v}(A, Z_{PA})$ , где  $Z_{PA}$  - ближайшее целое к наиболее вероятному заряду осколка, массовое число которого равно  $A$ , с экспериментом. Метод расчета полного числа нейтронов, испущенных осколком с данными  $A$  и  $Z$  и имеющим энергию возбуждения  $\bar{E}(A)$ , изложен в работах [5-7]. Согласие с экспериментом хорнее.

На рис. I, 2, 3 показано поведение параметров  $a$ ,  $\bar{E}$ ,  $\delta$  в зависимости от массового числа и энергии делящего протона  $E_p$ . Как видно, из рисунков, большое влияние на поведение параметров оказывает оболочечная структура осколков. Глубокий минимум в поведении кривых  $A(A)$ ,  $\bar{E}(A)$ ,  $\delta(A)$  при  $A \approx 130$  связан

с тем обстоятельством, что осколки имеют  $Z$  и  $A$ , близкие к  $Z = 50$  и  $A=82$ . Этот же эффект проявляется при  $A \approx 80$ .

Из рис. 1,2 видно, что с увеличением  $E_p$ , во-первых, изменяется распределение суммарной энергии возбуждения между осколками, увеличивается энергия возбуждения тяжелых осколков, в то время как  $\bar{E}$  легких осколков изменяется мало, во-вторых, с ростом  $\bar{E}(A)$  осколка влияние оболочечных эффектов на поведение  $A(A)$  и  $\bar{E}(A)$  уменьшается.

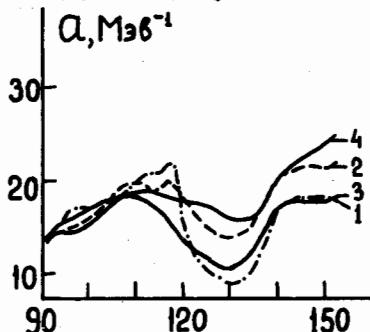


Рис. 1.

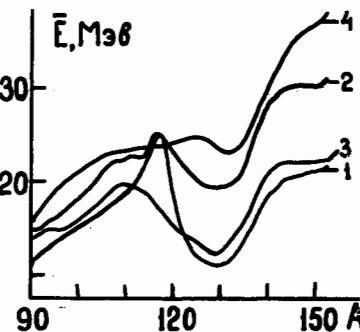


Рис. 2.

Рис.1. Параметр плотности уровней ядер осколков для деления  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  с  $E_p = 9,5$  Мэв - кривая 1, 22 Мэв - кривая 2 и  $^{235}\text{U}$  с  $E_p = 9,5$  Мэв - кривая 3, 20,0 Мэв - кривая 4.  
Рис. 2. Средняя энергия возбуждения ядер осколков, обозначение кривых такое же как и на рис. 1.

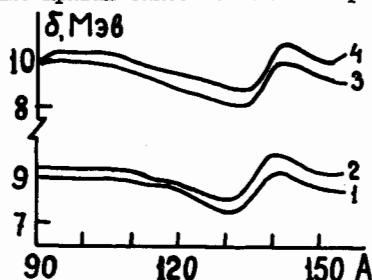


Рис. 3. Ширина распределения осколков по энергиям возбуждения, обозначение кривых как на рис.1. хотя и неизменяющихся при вариации  $A$ , но  $\bar{E}(A)$  изменяются при переходе от одного  $A$  к другому, т.е.  $\bar{E}(A)$  и  $\delta(A)$  были по-

анализированы функции  $V(A)$  при вариации одного из параметров  $A$ ,  $\bar{E}$ ,  $\delta$  был проведен для  $^{235}\text{U}$  при  $E_p = 9,5$  Мэв. При всех прочих постоянных параметрах  $A(A)$  изменялось относительно функции  $A(A)$ , извлеченной из эксперимента, на  $\pm 40\%$ . Следует отметить, что для различных  $A$  кривые  $V(A)$  получены при средних энергиях возбуждения,

лучены из эксперимента, рис. 2,3. Таким образом, можно судить не только о влиянии вариации параметра  $\alpha$  на  $V(A)$ , но и о изменении этого влияния с ростом  $\bar{E}(A)$ . При малых  $\bar{E}(A)$ , на рис. 4, это кривые с  $A = 90, 94$  и  $A = 130$ , вариация  $\alpha(A)$  даже на  $\pm 40\%$  слабо изменяет вид кривой  $V(A)$ .

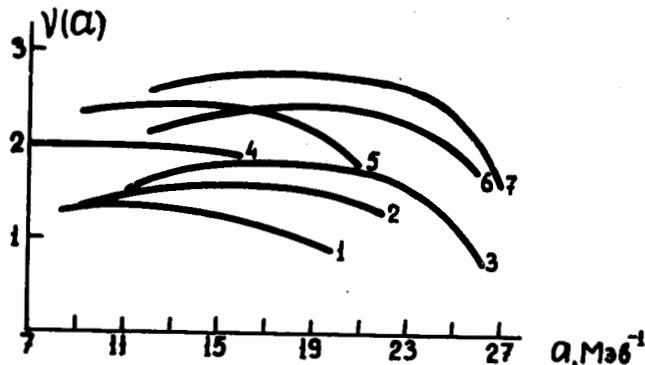


Рис. 4. Зависимость рассчитанного числа мгновенных нейтронов, полученных из осколка данной массы и заряда, различного сближенному целику к наиболее вероятному заряду, от параметра плотности уровней осколка. Кривая 1 соответствует  $A=90$ , 2 - 94, 3 - 110, 4 - 132, 5 - 138, 6 - 150, 7 - 154.

При повышении же  $\bar{E}(A)$ ,  $A \approx 110$  и  $A > 140$ , вариация  $\alpha(A)$  большая, чем 10%, приводит к сильному изменению поведения  $V(A)$ , что говорит о росте влияния  $\alpha(A)$  на предсказания модели с ростом  $\bar{E}(A)$ . Следовательно, замена параметра  $\alpha(A)$  линейной функцией  $\alpha = c \cdot A$ , где  $c$  - константа, может быть проведена при малых  $\bar{E}(A)$ , с ростом же  $\bar{E}(A)$  такая замена приводит к существенным изменениям в поведении  $V(A)$ ; параметр  $\alpha$  является функцией не только  $A$ , но и  $\bar{E}$ .

Поведение функций  $V(A, \bar{E})$  при вариации только  $\bar{E}$  пока замо на рис. 5, при этом  $\delta$  выбиралось равным  $9,5 \text{ MeV}$  для легкой и тяжелой групп осколков, а параметр  $\alpha(A) = 0,1 \cdot A \text{ MeV}^{-1}$  для рассматриваемой области  $5 \leq \bar{E} \leq 20 \text{ MeV}$ . Легкие и тяжелые группы осколков ( $90 \leq A_L \leq 108$  и  $125 \leq A_T \leq 143$ ) выбирались исходя из того, чтобы влияние  $\alpha(A)$  на  $V(A, \bar{E})$  с ростом  $\bar{E}$  было минимальным. Верхние и нижние кривые на рис. 5 выбраны так, чтобы все остальные лежали между ними. Зависи-

мость  $\psi(A, \bar{E})$  от  $\bar{E}$  близка к линейной, однако, наклон кривых, особенно для тяжелой группы осколков, увеличивается с ростом  $\bar{E}$ . Любые две кривые, как для легкой, так и для тяжелой группы, сдвинуты относительно друг друга на величину, слабо зависящую от  $\bar{E}$ . Это говорит о том, что эффекты спаривания, а именно им обязаны сдвиги кривых относительно друг друга, слабо зависят от энергии возбуждения. Если же говорить о зависимости эффектов спаривания от  $\bar{E}$  в осколках с конкретными  $A$  и  $Z$  (рис. 6), то зависимости этих эффектов от  $\bar{E}$  несколько сильнее, чем это следует из рис. 5. Особенно это заметно для дважды магических ядер  $A \approx 134$ .

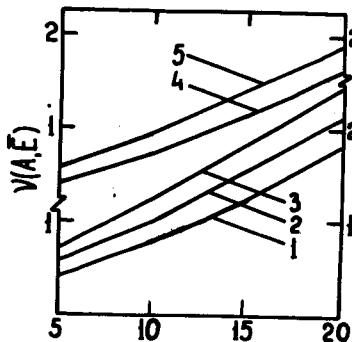


Рис. 5.

Рис. 5. Рассчитанные кривые для некоторых значений легкой и тяжелой групп осколков деления  $^{233}\text{U}$ , кривая I соответствует  $A=140$ , 2 - 128, 3 - 134, 4 - 99, 5 - 96. Рис. 6. То же, что и на рис. 5, но для  $A=134$  и  $Z$ , равных: I -  $Z = 56$ , 2 - 55, 3 - 54, 4 - 53, 5 - 52, 6 - 51, 7 - 50.

Реакция каскадной модели на вариацию  $\delta$  приведена в таблице.  $\delta_{\text{эксп}}$ ,  $\bar{E}_{\text{эксп}}$  - полученные из эксперимента параметры,  $\psi(A, Z_{\text{ра}})_{\text{эксп}}$  - результат расчетов по каскадной модели с  $\delta_{\text{эксп}}$ ,  $\bar{E}_{\text{эксп}}$  и  $A_{\text{эксп}}$ .  $\psi(A, Z_{\text{ра}})_{\text{теор}}$  - результаты расчетов с  $\delta_{\text{теор}} = 9,5$  МэВ,  $A_{\text{теор}} = 0,1 A \approx A_{\text{эксп}}$  и  $\bar{E}_{\text{теор}} = \bar{E}_{\text{эксп}}$ . Как видно из таблицы, параметр  $\delta$  можно считать независимым ни от массового числа, ни от  $\bar{E}(A)$ .

Суммируя все вынесказанное, можно сказать, что влияние вариации параметра  $\bar{E}(A)$  на предсказания каскадной модели явля-

ется наиболее существенным, по сравнению с  $\alpha(A)$  и  $\delta(A)$ , роль параметра  $\bar{E}(A)$  повышается с ростом  $E_p$ .

$A$	$\delta_{\text{эксп.}}$ Мэв	$\bar{E}_{\text{эксп.}}$ Мэв	$\delta_{\text{теор.}}$ Мэв	$V(A, Z_{PA})_{\text{эксп.}}$	$V(A, Z_{PA})_{\text{теор.}}$
I25	8,52	17,73	9,5	1,80	1,80
I28	8,30	16,44	9,5	1,75	1,73
I31	8,16	16,84	9,5	1,90	1,90
I34	8,08	18,21	9,5	2,10	2,25
I37	8,54	20,99	9,5	2,30	2,37

В заключение следует отметить тот факт, что суммарная энергия возбуждения двух осколков  $E_q$ , полученная как разность максимальной  $Q$ -реакции для данного массового отношения и суммарной кинетической энергии осколков [1], оказывается меньше суммы  $\bar{E}(A_1) + \bar{E}(A_2)$ , полученным из эксперимента, даже без учета энергии, уносимой  $\gamma$ -квантами. Причем разность  $E_q - \bar{E}(A_1) - \bar{E}(A_2)$  достигает 10-12 Мэв. Понятно, это объясняется тем, что массовая формула для ядер с избытком нейтронов не учитывает сильной деформации таких осколков в момент разделения.

#### Л и т е р а т у р а

1. Bishop C.J. et al. Nucl.Phys., A150, 129, 1970.
2. Lang D.W. Nucl.Phys., 52, 113, 1964.
3. Успехи физики деления ядер. М., Атомиздат, 1963, 217.
4. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокозергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972, 419.
5. Зоммер В.П., Савельев А.Е., Михарева С.В. "Атомная энергия", 23, 1967, 327.
6. Савельев А.Е., Михарева С.В., Савельев М.А. "Ядерная физика", 16, 1972, 21.
7. Савельев А.Е., Харунжий В.Х., Михарева С.В. "Ядерная физика", 17, 1973, 957.

ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ ЯДЕРНОГО ВЕЩЕСТВА В ДЕЛЯЩЕМСЯ ЯДРЕ  
И ЗАРЯДОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Г.Д.Адеев, Л.А.Филипенко, П.А.Черданцев  
(НИИ ядерной физики, электроники и автоматики при Томском политехническом институте).

Аннотация

Предлагается метод расчета потенциальной энергии деформации делящегося ядра и параметров зарядового распределения, позволяющий учесть вариацию зарядовой плотности выделяющихся осколков для любых деформаций делящегося ядра, характерных при его спуске с седловой точки к точке разрыва. Потенциальная энергия вычисляется по методу оболочечной поправки Струтинского [1].

Abstract

The method for calculating the deformation energy of fissioning nucleus and the parameters of charge distribution is suggested. The method allows to take into account variation of charge density for any deformations of fissioning nucleus through which it passes from the saddle point to scission. The deformation energy is calculated by the Strutinsky shell correction method [1].

Зарядовое распределение осколков, как и массовое, формируется где-то на участке спуска ядра с седловой точки к точке разрыва, но до сих пор все работы, посвященные изучению энергии деформации в зависимости от вариации зарядовой плотности в делящемся ядре, были выполнены в модели уже разделенных осколков. В данной работе предлагается метод расчета энергии деформации делящегося ядра, позволяющий учесть вариацию зарядовой плотности для произвольных аксиально-симметричных форм с явно выраженной шейкой. В качестве параметра, характеризующего вариацию зарядовой плотности осколков, будем использовать параметр  $\gamma$ , который может быть введен следующим образом. При неизменном распределении заряда при делении избыток нейтронов над протонами, приходящийся на один нуклон в легком и тяжелом осколках,  $\delta_L$  и  $\delta_H$  равны соответствующей величине исходного ядра  $\delta = \frac{N_0 - Z_0}{A_0} = \frac{\rho_p^0 - \rho_e^0}{\rho_0}$ . Если положить, что  $\delta_L = \delta + \gamma$ , то использование соотношений между числами нуклонов осколков и исходного ядра приводит к выражению  $\delta_H = \delta - \gamma$ . Параметр  $\gamma$  при заданном значении параметра массовой асимметрии  $K$  определяет отношение чисел протонов в легком и тяжелом осколках:  $K_2 = \frac{Z_L}{Z_H}$ , которое при неизменном распределении заряда ( $\gamma = 0$ ) равно  $K$ . Параметр  $\gamma$  можно выразить через величину  $\Delta = (Z_L - Z_{NUC}) = -(Z_H - Z_{NUC})$  — отклонение зарядов осколков от зарядов, которое следовало бы ожидать

при неизменном распределении заряда. Эта связь дается соотношением  $\beta = -2A/A_L = -\frac{2(1+k)}{k} \frac{A}{A}$ .

Параметр  $\beta$  характеризует лишь отклонение средних протонных (нейтронных) плотностей в осколках от плотностей исходного делящегося ядра. Для описания различного пространственного распределения протонов и нейтронов в осколках, например, при обсуждении поляризации заряда, необходимо вводить еще дополнительные параметры и проводить по ним минимизацию. Альтернативной возможностью, позволяющей получить пространственное распределение нуклонов в делящемся ядре является решение вариационной задачи для энергии ядра как функционала плотности протонов и нейтронов. В простейшем случае жидкокапельной модели, который здесь и рассматривается, распределения нуклонов определяются из условия минимума следующего функционала:

$$E = \frac{1}{2} \int \Psi(\rho_p) \rho_p dV + \frac{a_{sym}}{\rho_0} \int (\rho_n - \rho_p)^2 dV. \quad (1)$$

$\Psi(\rho)$  в первом члене – электростатический потенциал, второй член представляет собой энергию симметрии [2] в предположении, что она равномерно распределена по объему ядра. Если считать [3], что коэффициент поверхностного натяжения также зависит от локального нейтронного избытка, то в (1) следует добавить член, соответствующий поверхностной энергии.

Предлагаемый в данной работе метод расчета энергетической поверхности может быть применен для произвольного, но аксиально-симметричного распределения плотности. Поэтому мы вынуждены при минимизации ядра (1) ограничиться тем, что распределение нуклонов зависит лишь от координаты, являющейся осью симметрии ядра. Метод расчета каждой из компонент энергии деформации подробно описан в [4], там же приводятся рабочие формулы. Оболочечные поправки и поправки на спаривание вычислялись на основе однчастичных спектров двухцентровых потенциалов [5,6] для делящейся системы с неоднородной плотностью. Неоднородность плотности учитывается, как это делается в цильсоновской модели, зависимостью частоты потенциалов от нейтронного избытка через фактор  $\omega_p \sim (1 \pm \frac{1}{3} \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_0})$ .

Приведем некоторые результаты расчетов, выполненных для двух распределений зарядовой плотности: однородной для каждого из осколков и для линейной зависимости вдоль оси симметрии в

каждом из осколков. Расчеты были проведены при параметризации формы делящегося ядра фигурами типа оваловидов Касини, обобщенными [6] на случай асимметричных деформаций. Параметры формы являются: основная делительная деформация  $\epsilon$  и асимметричная деформация  $\chi$ , определяющая отклонение масс будущих осколков. В расчетах кинетической энергии использовались параметры массовой формулы Майерса-Святецкого [3]:

$$Q_S = 17,9439 \text{ МэВ}, Q_{sym} = 27,6196, \chi = Z^2/[50.88A(1-K_S\delta)].$$

$K_S = 1,7826$ . Так как имеются указания, что величина параметра  $K_S$  должна быть ближе к трем, некоторые расчеты были проведены и при  $K_S = 2,53$ . Вид гамильтонiana двухцентровой модели, его параметры и метод нахождения одиночастичного спектра были такими же, как в работе [6].

Наиболее вероятный заряд осколков  $Z_P$  или параметр  $\Delta_0 = (Z_{Pl} - Z_{LUCD}) = -(Z_{Pl} - Z_{HUCD})$  определялся значением  $\frac{\partial U}{\partial Z}$ , при котором  $\frac{\partial U}{\partial Z} = 0$ . На рис. I. показана зависимость  $\Delta_0$  от массы легкого осколка в модели жидкой капли для  $U^{238}$  и  $C_f^{252}$  при разных  $\epsilon$ . Интересной особенностью результатов, представленных на рис. I., является то, что параметр  $\Delta_0$  оказался, в отличие от параметра массовой асимметрии, очень чувствительной функцией параметра разделения, определяющего как радиус межи, через которую взаимодействуют осколки, так и расстояние между центрами тяжести выделяющихся осколков. Видно, что с ростом  $\epsilon$  от 0,7 до 1,0 изменяется не только величина  $\Delta_0$ , но и знак. Это указывает на то, что вариация зарядовой плотности осколков является гораздо более быстрой модой коллективных движений делящегося ядра, чем вариация масс осколков.

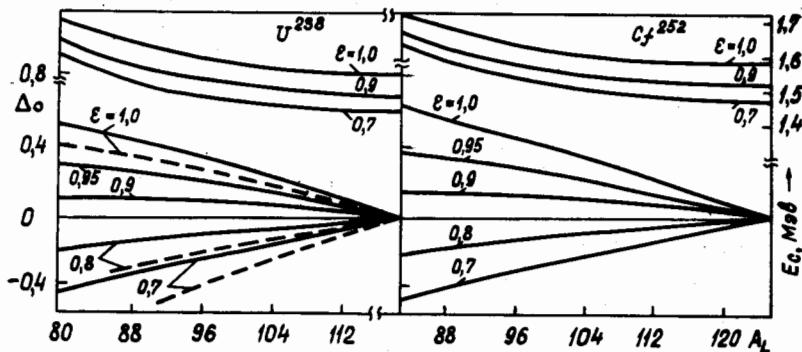


Рис. 1. Энергия поляризации (вверху) и столкновение наиболее вероятного заряда осколков от заряда при неизменной зарядовой плотности в зависимости от массы осколков для  $U^{238}$  и  $Cf^{252}$  в кинематической модели. Значение делительной деформации, при которой рассчитана данная кривая, указано при кривых. Пунктир - результаты расчета при  $K_5 = 2,53$ .

На рис. 2 показана зависимость величины  $\Delta_o$  от массы осколков для  $U^{236}$  и  $Cf^{252}$ , рассчитанной с учетом оболочечных поправок. Расчеты были выполнены для трех значений  $\varepsilon$ , равных 0,92; 0,95; 1,0. Значение  $\varepsilon = 1,0$  соответствует конфигурации полноты выделившихся, но касающихся осколков (лемниската Бернулли). Значение  $\varepsilon = 0,95$  примерно соответствует той критической деформации, при которой ядро становится абсолютно неустойчивым относительно разрыва [1], и которую можно определить как физическую точку разрыва. При  $\varepsilon = 0,95$  радиус шейки еще достаточно большой и равен  $0,32 R_o$ .

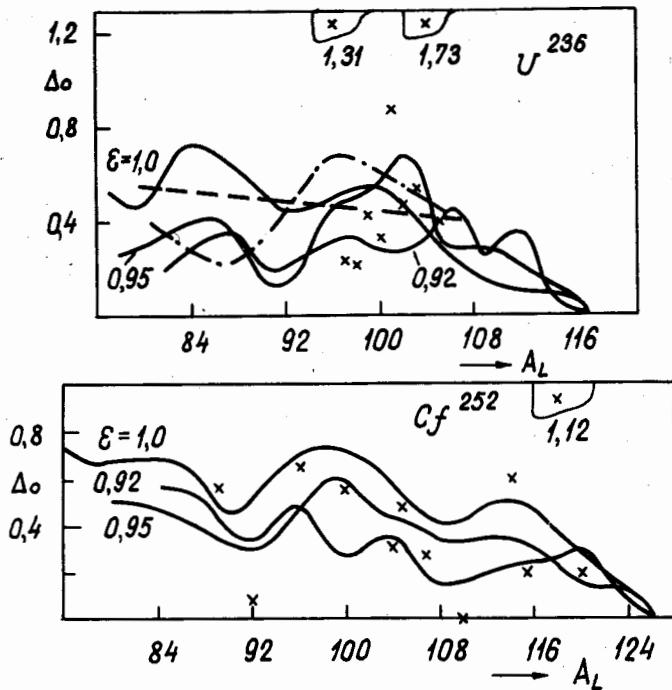


Рис. 2. Зависимость параметра  $\Delta_0$  - отклонения наиболее вероятного заряда осколков от заряда при неизменной зарядовой плотности, от массы осколков для  $U^{238}$  - вверху,  $Cf^{252}$  - внизу. Для  $U^{238}$  на траектории кривой показаны результаты радиохимических измерений [8], пунктиром и крестиками - результаты, полученные физическими методами [7]. Для  $Cf^{252}$  экспериментальные данные [8] отмечены крестиками.

Особенностью поведения  $\Delta_0$ , которая заслуживает быть отмеченной, является то, что если оболочечная структура дважды магического тяжелого осколка с  $Z = 50$  и  $N = 82$  влияет на формирование зарядового распределения, то наиболее сильно это проявляется в наших расчетах при  $\mathcal{E} = 0,95$ . С ростом  $\mathcal{E}$  до 1,0 выделяющиеся осколки сильно деформируются, и эффект дважды магической подструктуры уже в значительной степени ослаблен. При  $\mathcal{E} = 0,92$  получается более плавная зависимость  $\Delta_0$  от  $A_L$ , что также может быть объяснено исказением оболочечной структуры осколков наличием шейки с достаточно большим радиусом. В районе  $A_L \approx 84$  нерегулярность в поведении  $\Delta_0$  возможно связана с проявлением замкнутой нейтронной оболочки с  $N = 50$ .

В заключение отметим, что предложенный в работе метод расчета энергии деформации делящегося ядра при включении вариации зарядовой плотности осколков позволил проследить за склонностью ядерного вещества к поляризуемости при делении на всем участке спуска ядра с седловой точки к точке разрыва. Оказалось, что наиболее вероятный заряд осколков, является чувствительной функцией параметра разделения, примерно согласуется с экспериментальными данными в районе физической точки разрыва. Это, отчасти, объясняет влияние дважды магического тяжелого осколка на формирование зарядового распределения.

#### Л и т е р а т у р а

1. M. Brack et al. Rev. Mod. Phys., 44, 320, 1972.
2. A.B. Migdal. J. Phys. (USSR), 8, 331, 1944.
3. W.D. Myers, W.J. Swiatecki. Nucl. Phys., 81, 1, 1966; Preprint UCRL-17070.
4. Г.Д. Адеев, Л.А. Филиппенко, П.А. Черданцев. ЯФ, 22, 1975.
5. П.А. Черданцев, В.Е. Мармалкин. Изв. АН СССР, сер. физ., 30, 341, 1966.
6. Г.Д. Адеев, П.А. Черданцев. ЯФ, 18, 741, 1973.
7. W. Reisdorf et al. Nucl. Phys., 177, 337, 1971.
8. J. Gunter et al. Nucl. Phys., 196, 401, 1972.
8. J.E. Ginter, J.R. Huizinga. Nuclear Chemistry, Acad. Press, New York, 1968; L.E. Glendenning, J.P. Unik. Phys. Rev., 140, B1301, 1965.

ОБ ОБРАЗОВАНИИ СПОНТАННО - ДЕЛЯЩЕСЯ ИЗОМЕРА  
 $^{242m}Am$  В РЕАКЦИИ ЗАХВАТА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Г.В.Вальский, В.И.Варенцов, Г.А.Петров, Е.С.Плева

(Ленинградский институт ядерной физики  
им. Б.П.Константинова АН СССР)

Аннотация

На извещенном термализованном пучке нейтронов реактора в реакции  $^{241}Am(n,\gamma) 242mAm$  измерено сечение образования  $\sigma_i$  спонтанно-делящегося изомера, получено:

$$\sigma_i/\sigma_f = (1,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}; T_{1/2} = (10,2 \pm 0,9) \text{ мес.}$$

Abstract

The spontaneously fissioning isomer formation cross-section has been measured in the  $^{241}Am(n,\gamma) 242mAm$  reaction using the external thermalized neutron beam of the reactor. It has been obtained that a cross-section ratio  $\sigma_i/\sigma_f = (1,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$  and  $T_{1/2} = (10,2 \pm 0,9) \text{ mes.}$

Большинство известных в настоящее время спонтанно-делящихся изомеров получено в реакциях с заряженными частицами и быстрыми нейtronами<sup>[1]</sup>. Наблюдались случаи образования спонтанно делящихся изомеров и в реакциях на медленных нейтронах<sup>[2-7]</sup>. Такие реакции для изучения механизма возбуждения изомерных делительных состояний обладают рядом преимуществ, связанных с минимальным вносимым угловым моментом, и с тем, что заселение состояния делительного изомера предшествует только каскад  $\gamma$ -квантов. Однако попытки использовать эту реакцию для получения хорошо известных (из других реакций) спонтанно-делящихся изомеров  $^{236m}U$  и  $^{240m}Ru$  привели к неудаче<sup>[5-7]</sup>. Было показано, что, вопреки существовавшим в литературе сведениям, отношение сечений образования изомера и "быстрого" деления  $\sigma_i/\sigma_f$  меньше нескольких единиц на  $10^{-5}$ .

Наиболее достоверным случаем образования спонтанно делящегося изомера на замедленных нейтронах следует считать реакцию  $^{241}Am(n,\gamma) 242mAm$ <sup>[3,4]</sup>. Замечено, что с уменьшением средней энергии бомбардирующих нейтронов отношение  $\sigma_i/\sigma_f$  растет и для тепловых нейтронов приближается к величине  $10^{-4}$ . Учитывая, что в работах<sup>[3,4]</sup> изомерное сечение получено для тепловой части спектра разностным методом, представляет интерес изме-

рить эту величину для  $^{242m}Am$  независимо на термализованных нейтронах из реактора. Мы также считаем важным сравнить в одинаковых экспериментальных условиях сечение образования  $^{236m}U$  и  $^{240m}Pu$ ; с одной стороны, и  $^{242m}Am$ , с другой, поскольку известно, что в первых двух случаях компаунд-ядро образуется с энергией возбуждения выше барьеров деления, а в последнем случае несколько ниже первого барьера деления.

Ввиду относительно большого периода полураспада спонтанно делящегося изомера  $^{242m}Am$  удобно использовать метод вращающегося кольцевого источника, помещенного в узкий пучок тепловых нейтронов из горизонтального канала реактора ВВР-И.

Пучок тепловых нейтронов был получен путем фильтрации реакторных нейтронов через кварцевый кристаллический фильтр длиной 350 мм, так что кадмивое отношение по золоту составило  $\sim 380$ . Пучок был сколлимирован для получения пятна диаметром 27 мм, и были примиты меры к уменьшению полутеней. В результате центральный поток тепловых нейтронов составил  $\sim 3,7 \cdot 10^7$  нейтр/сек.

Экспериментальная установка состояла из вакуумной камеры с 27 трековыми стеклянными детекторами, расположенными по окружности радиусом  $R = 95,5$  мм, синхронного электродвигателя и диска с кольцевой мишенью. Вся установка окружалась защитой от рассеянных нейтронов и от внешнего фона.

Мишень содержала  $(87 \pm 7)$  мг  $^{241}Am$ .  $^{241}Am$  выделялся из выдернутого, предварительно очищенного плутония и поэтому не содержал никаких примесей  $^{242m}Am$ . Очистка от остатков плутония велась на анионообменной смоле. Упаренный раствор нитрата америкия без избыточной кислоты смешивался со связующими добавками и намазывался тонкими слоями ( $10 - 20$  мкг/см $^2$ ) на вращающийся диск из алюминиевой фольги толщиной 0,03 мм. После нанесения каждого слоя диск с обоймой прокаливался при  $400 - 500^\circ\text{C}$ .

Поверхностная плотность  $^{241}Am$  составляла  $\sim 0,5$  мг/см $^2$  при неравномерности  $\sim 10\%$ .

Было проведено 4 серии измерений длительностью от 3 до 7 суток каждая. В двух первых сериях рабочая скорость составила 1500 об/мин. Для этих серий фон измерялся в отдельных опытах со скоростью вращения диска 1,6 об/мин, что позволяло избегать влияния неоднородности мишени. На рис. I для демонстрации представлены результаты двух серий измерений, из которых верхняя

(светлые кружки) снята при скорости вращения диска 1500 об/мин., а темные, фоновая, (чёрные кружки) - при скорости - 1,6 об/мин. Третья и четвертая серии экспонировались при скорости вращения диска 670 об/мин. Из рисунка видно, что фон отличается от практически постоянного линии в трех первых и трех последних экспериментальных точках. Поэтому, выбросив эти краевые точки, мы провели обработку третьей и четвертой серий путем подгонки к формуле типа  $y = A + Bx^p$  (см.) методом наименьших квадратов.

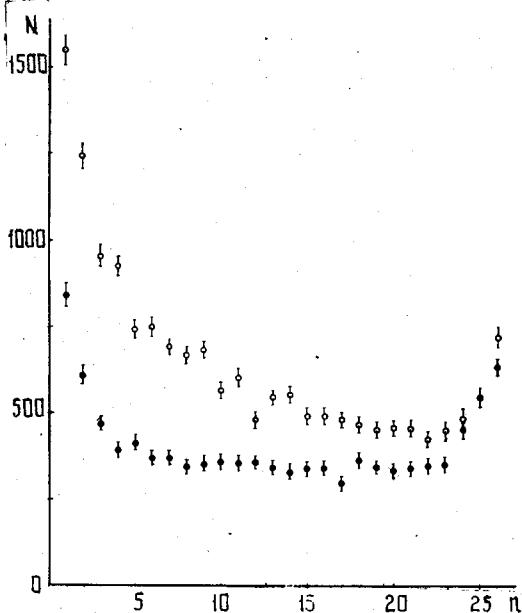


Рис. I. Число треков в зависимости от порядкового номера стёкки  $n$ . Стёкки пронумерованы, начиная от ближайшего к нейтронному пучку, в направлении вращения диска. Светлые кружки соответствуют скорости вращения 1500 об/мин., темные - 1,6 об/мин.

Сечение изомерного деления  $^{242m}\text{Am}$  определялось путем связки к известному сечению мгновенного деления  $\sigma_f = (3,13 \pm 0,15) \frac{\text{амп}}{\text{наноамп}}$ , которое в наших экспериментальных условиях изменилось отдельно посредством трех стёкок, помещенных напротив участка минимума, находящегося в пучке нейtronов. Обработка всех

четырех серий привела к следующим результатам: период полу-распада спонтанно делящегося изомера  $^{242m}Am$   $T_{1/2} = (10,2 \pm 0,9)$  мсек; отношение сечения изомерного деления к сечению мгновенного деления  $\sigma_i/\sigma_f = (1,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$ , откуда  $\sigma = (6 \pm 1) \cdot 10^{-4}$  барн. Указанные ошибки соответствуют разбросу значений соответствующих величин от серии к серии. Полученные данные в целом находятся в согласии с результатами работы [4, 10], хотя имеются заметные расхождения в значениях периода полураспада [ $T_{1/2} = (14 \pm 1)$  мсек по данным работы [10]]. В наших работах [5, 6, 7] и в настоящей работе исследованы вероятности образования спонтанно-делящихся изомеров  $^{236m}U$ ,  $^{240m}Pu$  и  $^{242m}Am$  в реакции захвата тепловых нейтронов в близких экспериментальных условиях. Анализ результатов подтверждает существенно больший относительный выход изомера  $^{242m}Am$  по сравнению с двумя другими случаями. Причина может быть связана с имеющимися различиями в структурах барьеров деления и с соотношением высот барьеров и энергий возбуждения. В соответствии с современными данными в случаях  $^{235}U$  и  $^{239}Pu$  при захвате нейтрона компаунд-ядро оказывается возбужденным на 1 - 1,5 МэВ выше обоих барьеров деления. При захвате нейтрона ядром  $^{241}Am$  компаунд-ядро возбуждается до энергии несколько меньшей первого узкого барьера деления, но выше второго широкого барьера. Очевидно, что в этих двух случаях условия конкуренции между быстрым делением и  $\gamma$ -распадом на состояния второй ямы могут оказаться существенно разными. Однако для количественного учёта этих различий необходима дополнительная экспериментальная информация о спектрах уровней во второй яме и механизме захвата и распада изомерного состояния.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность профессору Д.М.Каминкеру за поддержку работы, С.П.Голосовской за помощь в обработке результатов и коллективу эксплуатации реактора за обеспечение условий работы.

#### Л и т е р а т у р а

1. С.М.Поликанов, УФН, 107, 685 (1972).
2. К.А.Гаврилов, В.Н.Марков, Nguen Cong Khanh, Yu.P.Gangrsky, S.M.Polikanov. Yadern. Fiz., 10, 65 (1969).
3. B.Dalhsuren, G.N.Flerov, Yu.P.Gangrsky, Yu.A.Lasarev, B.N.Markov, Nguen Cong Khanh. Preprint JINR, E15-4744, Dubna (1969).

4. T.Nagy, A.G.Belov, Yu.P.Gangrsky, B.N.Markov et al.  
*Acta Phys.Acad.Sci., Hung.*, 30, 293 (1971).
5. Г.В.Вальский, О.М.Мрачковский, Г.А.Петров, Д.С.Плева,  
Я.Ф., 18, 667 (1972).
6. Г.В.Вальский, О.М.Мрачковский, Г.А.Петров, Д.С.Плева,  
Я.Ф., 18, 492 (1973).
7. И.А.Понеко, Г.А.Петров, Т.К.Звездина, Е.Ф.Кочубей,  
Я.Ф., 17, 234 (1973).
8. J.E.Lynn. Second IAEA Symposium on Physics and Chemistry of  
Fission, Vienna, 277 (1969).
9. E.K.Hulet et al. *Phys. Rev.*, 107, 1294 (1957).
10. G.H.Flerov et al. *Nucl. Phys.*, 197, 444 (1967).

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ  
ВЫХОДА ДЕЛЯЩЕГОСЯ ИЗОМЕРА В РЕАКЦИИ  $^{241}Am + n$

П. Е. Воротников, Г. А. Отромченко  
(Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова)

Аннотация

В работе измерялось отношение выходов делящегося изомера и мгновенного деления в реакции  $^{241}Am + n$  в интервале энергий нейтронов от 0,2 Мэв до 1,3 Мэв. Настоящие данные и результаты, опубликованные ранее, позволяют предположить, что 14-мсек изомер америция является скорее четырехквазичастичным спиновым изомером, нежели изомером формы.

Abstract

The ratio of the fission isomer and prompt fission yields was measured for the reaction  $^{241}Am + n$  in the neutron energy interval 0,2-1,3 MeV. Present data and data published earlier permit one to suggest 14-msec isomer of americium to be a four-quasiparticle spin isomer rather than the shape isomer.

Исследование зависимости сечения образования делящихся изомеров от энергии возбуждения составного ядра представляет удобный метод проверки пригодности той или иной модели механизма образования этих изомеров. Проведение подобных измерений в случае образования составного ядра нейtronами может дать еще и дополнительные сведения о роли углового момента в образовании делящихся изомеров.

С экспериментальной точки зрения для исследований с нейtronами очень удобен 14-мсек изомер  $^{242}Am$ . Опубликованные к настоящему времени данные по выходу этого изомера в реакции  $^{241}Am(n, \gamma) ^{242}Am$  несколько противоречивы как по измеренной величине сечения, так и по характеру его энергетической зависимости [1, 2].

Настоящая работа была предпринята с целью измерения зависимости выхода делящегося изомера от энергии возбуждения составного ядра для реакции  $^{241}Am$  ( $n, \gamma$ )  $^{242f}Am$  в интервале энергий нейтронов от 0,2 до 1,3 Мэв, то есть в подбарьерной и близкой к барьеру области возбуждений.

Работа велась на электростатическом ускорителе с мигающим пучком; для получения нейтронов использовалась реакция  $T(p, n)^{3}He$ . По направлению пучка протонов располагалась газовая сцинтилляционная камера с образцом америция весом  $\sim 1$  мг. Камера заполнялась ксеноном до давления 1 ат. Кварцевое окно камеры соединялось с фотокатодом ФЭУ-30. Энергетическое разрешение при энергии нейтронов 1 Мэв составляло  $\pm 0,1$  Мэв. Для снижения фона от электрических помех регистрировались совпадения между импульсами с анода и последнего динода фотоумножителя. Кроме того, для прохождения на регистрацию импульсы пропускались через блок помехозащиты. Специальный блок коммутации синхронно с подачей дефлектором пучка на мишень и убиением его с мишени подключал к фотоумножителю два канала регистрации: канал мгновенных делений (при подаче пучка на мишень) и канал регистрации делений изомера (при убиении пучка с мишени). Между моментами убиения пучка с мишени и включением "изомерного" канала вводилась задержка  $\sim 2$  мсек для того, чтобы поток рассеянных нейтронов к моменту открытия "изомерного" канала успевал бы полностью затухнуть. Из-за перезадрки на остаточном газе в ионопроводе возможно появление нейтрального водородного пучка той же энергии, что и энергия протонов и, следовательно, постоянного потока нейтронов из мишени. Поэтому ионопровод после дефлектора был изогнут так, что тритиевая мишень вышла из области попадания нейтрального пучка, а для подведения к ней пучка протонов к переменному напряжению дефлектора была добавлена постоянная составляющая. Фон импульсов от  $\alpha$ -частиц эффективно подавлялся быстрыми дискриминаторами в анодном и динодном каналах. В этих условиях эффективность регистрации осколков деления составила величину около 30%.

Экспериментальные данные непосредственно дают величину отношения  $R = \sigma_i / \sigma_f$ , то есть отношения сечения образования изомера и сечения мгновенного деления. Представление о делящемся изомере  $^{242}Am$  как о сильно деформированном ядре, находящемся на нижнем уровне второй потенциальной ямы (модель двугорбого барьера), позволяет сделать следующее заключение об изменении величины с энергией нейтронов. Характер зависимости сечения реакции  $^{241}Am(n,f)$  от энергии [3], а также малая величина анизотропии и аналогичная зависимость угловых распределений осколков в этой реакции [4] позволяют сделать вывод о том, что барьером деления, который проявляется в характерном ходе кривой  $\sigma_f(E_n)$ , является первый, то есть внутренний барьер в двугорбой кривой потенциальной энергии как функции деформации ядра. К такому же выводу приходят, например, авторы работы [5]. Об этом же говорят теоретические расчеты величин барьеров, в которых устанавливается общее уменьшение высоты внешнего барьера по сравнению с внутренним ростом массы и заряда составного ядра. В таком случае в области энергий в районе внутреннего барьера америция величина  $R$  не должна испытывать существенных изменений, так как этот барьер одинаково влияет и на переход ядра в изомерное состояние, и на его деление. При дальнейшем уменьшении энергии возбуждения, когда достигается внешний, меньший барьер, величина  $\sigma_f$  должна начать падать сильнее, в то время как процесс образования изомера внешним барьером не затрагивается и изменение  $\sigma_i$  продолжает определяться лишь внутренним барьером и слабо меняющейся с энергией радиационной шириной. Поэтому в области внешнего барьера величина  $R$  должна испытывать рост с уменьшением энергии возбуждения. Приходя к такому же заключению, авторы работы [2] полагают, что высота второго барьера не превосходит энергии связи нейтрона, а следовательно, величина  $R$  является слабой функцией энергии нейтронов во всем интервале энергий, начиная с тепловых.

Результаты данной работы представлены на рис. I. По оси абсцисс отложена энергия нейтронов, по оси ординат - величина  $R$ . Белые точки представляют данные работы [2], черные -

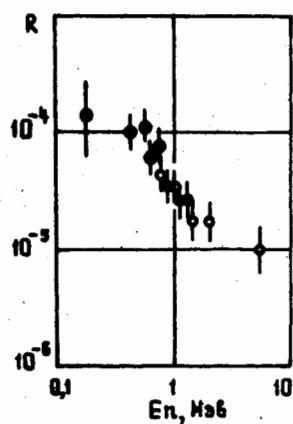


Рис.1

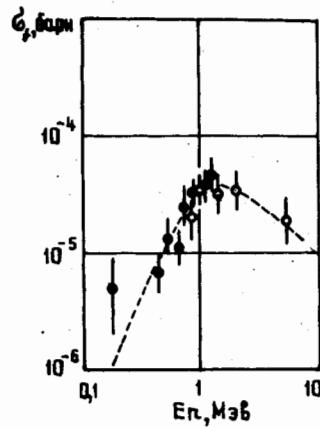


Рис.2

данные настоящей работы. Отметим прежде всего хорошее согласие результатов в перекрывающихся областях энергий нейтронов. Из рисунка видно, что выше барьера деления  $R$ , действительно, слабо зависит от энергии. Но ниже барьера от 1 МэВ до 0,4 МэВ  $R$  возрастает чуть ли не на порядок величины. Эта зависимость скорее указывает на то, что  $I_{14}$ -мсек изомер образуется при равновесной деформации ядра, то есть он является спиновым изомером. Рассчитанное по  $R$  и  $\phi$ , сечение  $\phi_i$ , приведенное на рис. 2, обнаруживает в этой области энергий ход, сходный скорее с ходом силовой функции для  $f$ -нейтронов (пунктир на рисунке). Можно предположить, что мы имеем дело с изомером четырехквазичастичной природы, большой спин которого образуется при захвате  $f$ -нейтронов с последующим увеличением за счет каскада  $\gamma$ -квантов. Данные по одночастичным возбуждениям с учетом энергии разрыва пары дают в качестве оценки энергию изомера в 2 МэВ над основным состоянием.

#### Л и т е р а т у р а

1. Flerov G.N. et al. Nucl. Phys., A 102, 443 (1967).
2. Надь Т. и др. Р7-5162, препринт ОИИИ (1970).
3. Back B.B. et al. Nucl. Phys., A 165, 449 (1971).
4. Воротников П.Е. и др. ДАН СССР, 169, 314 (1966).
5. Britt H.C. et al. LA-DC-12669, preprint LASL (1969).

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ СПОНТАННО  
ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРОВ В РЕАКЦИЯХ С НЕЙТРОНАМИ.

Д.П. Гангрский, Б.Н. Марков

(Объединенный институт ядерных исследований)

Т. Надь

(Центральный институт физических исследований, Будапешт)

Аннотация

Измерены сечения образования спонтанно делающихся изомеров U, Pu, Am в реакциях с нейтронами с энергией 3,0 Мэв и 14,7 Мэв. Использовался пульсирующий поток нейтронов, осколки деления измерялись многонитевым искровым счетчиком. Полученные результаты обсуждаются на основе модели двугорбого барьера деления.

Abstract

Production cross sections for U, Pu and Am spontaneous fission isomers have been measured in reactions induced by 3 MeV and 14.7 MeV neutrons. The experiments have been carried out using a pulsed neutron flux. The fission fragments formed have been measured by a multiwire spark counter. The results obtained are being discussed in the framework of the two-humped fission barrier.

Исследование спонтанно делающихся изомеров является одним из источников получения сведений о форме барьера деления и свойствах ядерных уровней при больших деформациях. В этих исследованиях особое место принадлежит реакциям с нейтронами. Отсутствие кулоновского

го барьера позволяет использовать нейтроны малых энергий, в результате чего составное ядро образуется с низкой энергией возбуждения. Это существенно упрощает интерпретацию полученных результатов.

В настоящей работе описываются результаты измерений сечений реакций образования спонтанно делящихся изомеров, вызываемых нейtronами с энергией 3,0 Мэв и 14,7 Мэв. Опыты проводились на нейтронном генераторе НГ-200 Лаборатории ядерных реакций ОИИ. Схема экспериментальной установки была аналогична описанной в работе /1/. Пучок дейтонов, ускоренный до энергии 200 кэв, модулировался с помощью системы из двух параллельных пластин, на которые подавались прямоугольные импульсы напряжения амплитудой 500 в (ширина и частота импульсов могли меняться в широких пределах). Модулированный пучок дейтонов после прохождения анализирующего магнита попадал на тритиевую или дейтериевую мишень, находящуюся внутри цилиндра Фарадея. Импульсный пучок нейтронов бомбардировал исследуемую мишень, которая помещалась внутри искрового счетчика-детектора осколков деления. Многонитевой искровой счетчик, наполненный смесью  $N_2$  (10мм рт.ст.) и (750 мм рт.ст.), характеризовался исключительно низкой эффективностью регистрации  $\alpha$ -частиц (менее  $10^{-10}$ ), что позволило работать с мишенями, характеризующимися высокой  $\alpha$ -активностью ( $^{241}Am$ ,  $^{240}Pu$  и др.). Импульсы, вызываемые осколками деления, направлялись с искрового счетчика на 128-канальный временной анализатор, работа которого была синхронизирована с модуляцией пучка дейтонов. Временное распределение импульсов с искрового счетчика в отсутствии пучка нейтронов позволяло судить о периоде полураспада образующейся в реакции наведенной активности и тем самым судить о получающемся спонтанно делящемся изомере и типе реакции. Измеренное на опыте число импульсов при выключенном и включенном пучке нейтронов определяет отношение сечений образования изомера и вынужденного деления.

При энергии нейтронов 3,0 Мэв могут иметь место реакции  $(n, \gamma)$  и  $(n, p')$ , а при энергии 14,7 Мэв-реакции  $(n, p')$  и  $(n, 2p)$ . Заметно различающиеся периоды полураспада спонтанно делящихся изомеров позволили во всех случаях четко выделить тип

реакции. Полученные результаты - тип реакции, образующийся в реакции спонтанно делящийся изомер, его период полураспада ( $T_{1/2}$ ), отношение сечений образования изомера и вынужденного деления ( $\frac{G}{G_p}$ ), сечение образования изомера ( $G_i$ ) - представлены в таблице. Ошибка в измерении сечений реакций ( $n$ ,  $2n$ ) составляет 25%, в случае остальных реакций - 50% из-за меньшего выхода или более высокого уровня фона.

Не наблюдалось спонтанно делящихся изомеров при облучении мишени из  $^{232}Th$ ,  $^{235}U$ ,  $^{237}Np$ . Полученные верхние границы отношений  $\frac{G}{G_p}$  составляют для нейтронов с энергией  $14,7$  Мэв  $10^{-5}$ , а для нейтронов с энергией  $3,0$  Мэв -  $2 \cdot 10^{-5}$ . Это может означать, что образующиеся при облучении этих мишеней спонтанно делящиеся изомеры характеризуются либо низким сечением реакций образования, либо имеет короткий период полураспада ( $10^{-7}$  сек). Действительно, известный изомер  $^{236}Np$  имеет период полураспада  $4 \cdot 10^{-8}$  сек. и значение  $\frac{G}{G_p} = 10^{-7}$  в реакции ( $P$ ,  $2n$ ).

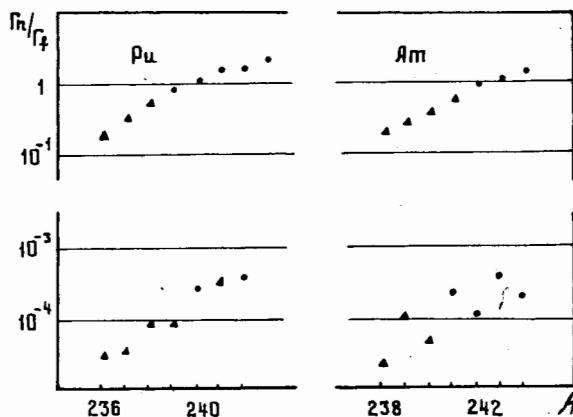
Из таблицы видно, что сечения реакций ( $n$ ,  $2n$ ) составляют сотни микробарн, сечения реакций ( $n$ ,  $n'$ ) - в несколько раз меньше, а сечения реакций ( $n$ ,  $\gamma$ ) - меньше на порядок. Такие значения сечений можно объяснить, основываясь на представлениях о двухгорбой форме барьера деления. Согласно этим представлениям, процессы деления или образования спонтанно делящегося изомера являются двухступенчатыми: при деформации, соответствующей второму минимуму, значительная доля коллективной энергии снова переходит в тепловую. При этом образуется такое же составное ядро, что и после захвата нейтрона, но только характеризующееся значительно большей деформацией. Испускание нейтрона или каскада  $\gamma$ -квантов из такого ядра приводит к образованию спонтанно делящегося изомера, а концентрация энергии на коллективных степенях свободы - к делению. При таком механизме сечения деления и образования изомера в реакциях ( $n, \gamma$ ), ( $n, n'$ ) и ( $n, 2n$ ) имеют вид

$$G(n, \gamma) = G_c \frac{\vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2}{\vec{r}_{c1} \cdot \vec{r}_{c2}}; \quad (1)$$

$$G_c(n, \gamma) = G_c \frac{\vec{r}_1 \cdot \vec{r}_{c2}}{\vec{r}_{c1} \cdot \vec{r}_{c2}}; \quad (2)$$

Сечения реакций образования спонтанно делящихся изомеров.

Реакция	Изомер	$T_{1/2}$ , сек	$\frac{G_i}{G_p} \times 10^{-4}$	$G_i$ , мкбарн
$(n, \gamma)$ $E_n = 3,0 \text{МэВ}$	$^{242}_{\text{Am}}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	0,08	15
	$^{244}_{\text{Am}}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	0,10	14
$(n, n')$ $E_n = 3,0 \text{МэВ}$	$^{238}_{\text{U}}$	$3 \cdot 10^{-7}$	0,9	50
	$^{243}_{\text{Am}}$	$6,5 \cdot 10^{-6}$	0,4	55
$(n, 2n)$ $E_n = 14,7 \text{МэВ}$	$^{239}_{\text{Pu}}$	$8,5 \cdot 10^{-6}$	1,0	240
	$^{241}_{\text{Pu}}$	$2,7 \cdot 10^{-5}$	1,7	300
	$^{240}_{\text{Am}}$	$0,9 \cdot 10^{-3}$	1,0	200
	$^{242}_{\text{Am}}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	1,5	250
$(n, n')$ $E_n = 14,7 \text{МэВ}$	$^{239}_{\text{Pu}}$	$8,5 \cdot 10^{-6}$	0,3	80
	$^{243}_{\text{Am}}$	$6,5 \cdot 10^{-6}$	0,3	50
	$^{241}_{\text{Am}}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$	0,2	45



Зависимость  $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_\gamma}$  от массового числа для изотопов Ри и Ам:  
 • - реакции с нейтронами;  
 ▲ - реакции с заряженными частицами.

$$G_c(n,n') = G_c \frac{\vec{r}_1}{r_{c1}} \cdot \frac{\vec{r}_{n'}}{r_{c2}} P(1n); \quad (3)$$

$$G_c(n,2n) = G_c \frac{\vec{r}_1}{r_{c1}} \cdot \frac{\vec{r}_2}{r_{c1}} \frac{\vec{r}_{n'}}{r_{c2}} P(2n), \quad (4)$$

где  $G_c$  - сечение образования составного ядра;

$\vec{r}_1, \vec{r}_2$  - приведенные ширины для перехода через первый и второй барьеры;

$r_{c1}, r_{c2}$  - приведенные нейтронные ширини для состояний в первой и второй потенциальных ямах;

$r_{c2}$  - приведенная радиационная ширина для состояний во второй яме;

$r_{c1}, r_{c2}$  - полные ширини уровней в первой и второй ямах;

$P(1n), P(2n)$  - вероятности испускания одного и двух нейтронов при данной энергии возбуждения.

Из выражений (2-4) можно видеть, что малая величина сечения образования спонтанно делящихся изомеров в реакциях ( $n, \gamma$ ) объясняется тем, что приведенные радиационные ширини меньше, чем нейтронные. В случае реакций ( $n, n'$ ) сравнительно низкие значения сечений объясняются малой величиной  $P(1n)$ : при энергии нейтронов 3,0 Мэв имеет место лишь небольшое превышение над порогом реакции, а при энергии нейтронов 14,7 Мэв с большей вероятностью происходит испарение двух нейтронов.

Пользуясь выражениями (1), (3) и (4), можно из экспериментальных отношений сечений  $\sigma_c/G_c$ , определить отношения приведенных нейтронных и делительных ширин для состояний с большой деформацией (во второй потенциальной яме). Зависимость этих отношений от массового числа для изотопов  $Ru$  и  $Am$  представлена на рисунке (использованы также значения в реакциях с заряженными частицами  $14\gamma$ ). Для сравнения представлена аналогичная зависимость для обычных состояний составного ядра. Из рисунка видно, что обе зависимости подобны, хотя для состояний с большой деформацией более резко выражен четно-нечетный эффект.

В заключение авторы выражают благодарность Г.Н. Флерову за постоянный интерес к работе.

### Л и т е р а т у р а

1. A.G.Belov, Yu.P.Gangrsky, B.Dalkhsuren, A.M.Kucher, T.Nagy, D.M.Nadkarni. Indian Journ. Phys., 47, 232(1973).
2. K.L.Wolf, J.P.Unik. Phys. Lett., 43B, 25(1973).
3. S.Jägare. Nucl. Phys., A137, 241(1969).
4. H.C.Britt, S.C.Burnett, B.H.Erikkila, J.E.Linn, W.E.Stein. Phys. Rev., C4, 1444(1971).

INTERMEDIATE STRUCTURE STUDIES OF  $^{234}\text{U}$  CROSS SECTIONS\*

G. D. James,<sup>†</sup> J. W. T. Dabbs, J. A. Harvey  
N. W. Hill and R. H. Schindler<sup>‡</sup>  
Oak Ridge National Laboratory  
Oak Ridge, Tennessee 37830

ABSTRACT

Neutron induced fission and total cross sections of  $^{234}\text{U}$  have been measured over the neutron energy range from a few eV to several MeV. Neutron and fission widths for 118 cross section resonances below 1500 eV have been determined and give a class I level spacing of  $10.64 \pm 0.46$  eV and a neutron strength function of  $(0.857 \pm 0.108) \cdot 10^{-4}$ . These fine structure resonances comprise a narrow intermediate structure resonance in the sub-threshold fission cross section of  $^{234}\text{U}$ . Parameters for the Lorentzian energy dependence of the mean fission width are deduced on the assumption that, relative to this mean, the observed fission widths have a Porter-Thomas distribution. Two large fission widths measured for resonances at 1092.5 eV and 1134 eV may indicate the presence of a second narrow intermediate structure resonance at about this energy. The class II level spacing derived from the observation of 7 resonances below 13 keV is  $2.1 \pm 0.3$  keV. Pronounced breaks in the fission cross section at 310 keV, 550 keV and 720 keV are assumed to be due to g-vibrational levels in the second minimum of the Strutinsky potential. Fluctuations due to the presence of class II resonances are strongly evident for each of these vibrational levels.

It is shown that the fluctuations near 310 keV are consistent with parameters deduced from the low energy data and this enables parameters for the double humped fission barrier potential to be obtained.

### I. INTRODUCTION

A measurement of the sub-threshold fission cross section of  $^{234}\text{U}$  by James and Rae<sup>1</sup> showed the existence of a narrow intermediate structure resonance at an incident neutron energy of about 640 eV. It was later shown<sup>2,3</sup> that the fission widths of the fine structure levels which comprise this resonance fluctuate with a Porter-Thomas<sup>4</sup> distribution about a mean value which has a Lorentzian energy dependence. Data above 50 keV showed a distinct break in the fission cross section at about 325 keV<sup>5</sup> and it has been suggested<sup>6</sup> that this may arise from a  $\beta$ -vibrational level, in the second fission potential barrier minimum,<sup>7</sup> which is damped among the nuclear excitations associated with the secondary shape to give the narrow intermediate structures observed at low energy. With the neutron energy resolution at present available, the existence of narrow intermediate structure resonances, associated with a mode of  $\beta$ -vibration, is expected to produce strong fission cross section fluctuations at the peak cross section near 325 keV and such fluctuations have been shown to exist.<sup>8</sup>

This paper presents the results of 1) a high resolution measurement of the fission cross section of  $^{234}\text{U}$  over the energy range 3 eV to several MeV and 2) a measurement of the total cross section of  $^{234}\text{U}$  to provide the neutron widths of all fine structure resonances below 1500 eV. These measurements were carried out by neutron time of flight experiments at the Oak Ridge Electron Linear Accelerator (ORELA) and have the threefold aim

of 1) determining the fission widths of all fine structure resonances below 1500 eV and thus enable the energy dependence of these widths to be studied in detail, 2) improving our knowledge of the class II resonances in the low keV energy range and 3) measuring with improved statistical accuracy the fluctuations observed near 325 keV. All these aims have been achieved and the results have been analyzed to give the parameters of the double humped fission potential barrier on the assumption that a  $\beta$ -vibrational level near 325 keV is damped among the class II levels to give their fission widths. The experimental details, including the methods of determining the cross sections, are presented in Sec. II and the methods of determining the neutron and fission widths of the fine structure levels below 1500 eV are described in Sec. III. The problem of estimating the parameters of a Lorentzian curve which governs the energy dependence of the mean class I fission width near a class II resonance is solved in Sec. IV by combining the results of three statistical tests to give a fit to the data. Some average properties of the class II levels for which the class I levels are not fully resolved are presented in Sec. VI. Finally, in Sec. VI, an analysis of the fission cross section fluctuations is carried out to establish the parameters of the double humped fission potential barrier and the consistency of these parameters with the properties of the narrow intermediate structure resonances observed at low energy.

## II. EXPERIMENTAL DETAILS

Both the fission and total cross sections of  $^{234}\text{U}$  were measured by neutron time-of-flight experiments using the ORELA pulsed neutron source. Experimental details up to the derivation of the cross sections are given separately for these two cross sections in the following subsections.

### A. Fission Cross Section

In the fission cross section experiment, fission fragments from  $^{234}\text{U}$  were detected in a multiplate ionization chamber containing 181 mg  $^{234}\text{U}$  on eight circular deposits of 3 inch diameter on 0.005 inch thick Aluminum. An additional plate containing 20.5 mg  $^{235}\text{U}$  over a 3 inch diameter was also housed in the chamber and used to determine the neutron spectrum as described below. The separation between the deposits and the electron collector plates (blank) was 3 mm and the chamber was filled with methane at a pressure of 19 cm Hg. The ionization chamber was placed at an average distance of 20.14 m from the neutron source and four time-of-flight experiments with neutron bursts widths of 3 ns, 5 ns, 8 ns and 28 ns were performed. Each experiment lasted about 6 days at a pulse repetition frequency of 800 pps. An overlap filter comprising 29 g  $^{10}\text{B}$  and 171 g S over a 6.5 inch diameter is used to prevent the overlap of low energy neutrons from one cycle to the next. Electron collection current pulses from each of the five sections of the ionization chamber<sup>9</sup> were amplified in a fast amplifier,<sup>9</sup> sent through to a constant fraction discriminator and used as stop pulses in a time digitizer to define the neutron time-of-flight. For each section of the chamber, a data acquisition computer provided disc storage for 20,000 timing channels with the following widths, 5000 x 2 ns, 2500 x 4 ns, 2500 x 8 ns and 2000 each of 16, 32, 64, 128 and 256 ns. These data were transferred to magnetic tape once a day and at the end of the experiment the results from the four  $^{234}\text{U}$  sections of the chamber were summed after inspection. It was found that the 3 ns data showed no more detailed structure than the 5 ns data and these two experimental runs were summed and used to produce the fission cross section above 100 keV. Below

100 keV the data are derived from the sum of these two runs and the data taken with a pulse width of 28 ns. The results taken at a pulse width of 8 ns had a slightly different channel width structure and were not used in the present analysis.

In the time available to set up the equipment, it was not possible to determine the optimum values of gas pressure and fission plate spacing. As a result, the discriminator settings on the  $^{234}\text{U}$  and  $^{235}\text{U}$  sections of the chamber were not set at the same value of pulse height. The ratio of fission counts from the two sections of the chamber could not, therefore, be related to the quantities of fissile material in the chamber and the fission cross section data were normalized to previous measurements. This was done in two ways which are found to agree well. Fission cross section data below 100 keV were obtained using a neutron flux,  $\theta(E)$  which is expressed as a power  $x$  of the neutron energy  $E$  such that the fission cross section  $\sigma_f(E)$  calculated for a timing channel of width  $\Delta t$  at energy  $E$  may be written

$$\sigma_f(E) = CK_x F(E)/\Delta t \cdot T(E) \cdot E^{1.5-x} \quad (1)$$

Here  $F(E)$  is the fission counts observed during the experiment in the timing channel at energy  $E$ ,  $T(E)$  is the transmission of the  $^{10}\text{B}$  overlap filter<sup>10</sup> at energy  $E$ ,  $K_x$  is described below and  $C$  is a normalization constant related to the length of the experimental run, the efficiency of fission fragment detection, the quantity of fissionable material in the chamber and the intensity of the neutron flux. The value of  $x$  is determined as that required to ensure that the ratio of the unnormalized  $^{235}\text{U}$  fission cross section ( $\sigma_f(E)/K$ ), deduced from the above equation, to selected

published values of the cross section remains constant and independent of neutron energy. In this calculation average values of the  $^{235}\text{U}$  fission cross section are used. These are taken from the evaluation of Sowerby et al.<sup>11</sup> above 100 eV and from the data of de Saussure et al.<sup>12</sup> below 100 eV. It is found that over the energy range 3 eV to 100 keV, three values of  $x$  are required to describe the neutron flux and the energy range to which they apply are given in Table I together with values of  $K_x$ . The  $K_x$  are constants required for continuous flux values at the boundaries of the energy ranges.

Below 100 keV, the  $^{234}\text{U}$  fission cross section is deduced from eq. (1) using the constants  $K_x$  and  $x$  given in Table I and a value of  $C$  deduced by normalizing the data such that the area under the resonance at 5.16 eV is equal to that given by James and Rae,<sup>1</sup>  $1.250 \pm 0.085$  b.eV whose measurement is in close agreement with that of Leonard and Odegaard.<sup>13</sup>

Above 100 keV, the  $^{234}\text{U}$  fission cross section is deduced by taking the ratio of the  $^{234}\text{U}$  to  $^{235}\text{U}$  fission fragment yield per timing channel and multiplying by a parametric fit to the evaluated  $^{235}\text{U}$  fission cross section.<sup>11</sup> This parametric fit is illustrated in Fig. 1. It consists of a cubic energy dependence of the form

$$\sigma_f(E) = B_0 + B_1 E + B_2 E^2 + B_3 E^3, \quad (2)$$

in each of four energy ranges. Values of the coefficients  $B_i$  for each energy range are given in Table II. The resultant  $^{234}\text{U}$  fission cross section is normalized to the data of Lamphere<sup>5</sup> over the energy range 1.003 MeV to 1.3 MeV ( $\sum \sigma_f dE = 350.5$  b.eV); only data taken with neutron pulse widths of 3 ns and 5 ns are used to generate the results above 100 keV.

It is found that the normalization constant used above 100 keV agrees with that derived for the low energy data to 6% which is within the error of the low energy data of James and Rae.

The aim of the present high energy measurement is to establish and analyze structure in the fission cross section near vibration levels which appear at 310 keV, 550 keV and 720 keV. Fission counts per channel as a function of channel number for the summed 3 ns and 5 ns experiments are shown in Fig. 2. It will be seen that the  $^{234}\text{U}$  shows considerably more structure notably at 310 keV (near channel 1400) and at about 700 keV (channel 1030). The  $^{235}\text{U}$  fission yield shows considerably less structure; this will be due in part to structure in the  $^{235}\text{U}$  fission cross section and in part to structure in the neutron flux spectrum. The latter are correctly allowed for in the method used to calculate the  $^{234}\text{U}$  results at high energy. The former can only be accounted for by using a known  $^{235}\text{U}$  fission cross section measured at the same resolution as the present experiment. This is not available and thus, the  $^{234}\text{U}$  fission cross section calculated will be in error to some extent at certain energies. It is clear however that the structure near 325 keV is due entirely to the  $^{234}\text{U}$  fission cross section.

#### B. Total Cross Section

In the total cross section experiments, neutron pulses of 28 ns duration were produced by ORELA at a repetition rate of 800 pps, moderated in a 1.125 inch thick slab of water and detected in a Li-glass detector of thickness 0.5 inch and diameter 4.5 inch placed at 78 m from the source. The sample of 99.865%  $^{234}\text{U}$  weighing 5.69 g in the form of  $^{234}\text{U}_3\text{O}_8$  had a

thickness of  $6.45 \cdot 10^{-3}$  atom  $^{235}\text{U}/\text{barn}$  and was cooled to liquid nitrogen temperature. A  $^{108}$  filter was used to prevent the overlap of neutrons from one cycle to the next and enabled the time independent neutron background to be measured by a gate set at long neutron time of flight. The time dependent background is well represented by a single exponential component which was measured using two thicknesses of paraffin wax.

### III. PARAMETERS OF CLASS I LEVELS BELOW 1500 eV

A cumulative plot of 310 fine structure levels observed below 7 keV is shown in Fig. 3. It will be seen that levels begin to be missed at about 1700 eV. For the 140 levels below this energy the level spacing is  $D_1$  (observed) =  $12.78 \pm 0.55$  eV.

The transmission experiment covers the neutron energy range down to about 20 eV. Between 20 eV and 1500 eV, all but four of the levels seen in the fission cross section were also visible in the transmission data. Closer examination of these data revealed three of these levels but the fourth, at 1134 eV, could not be seen in transmission because of its small neutron width. The position of this level is shown in Fig. 4 which gives the transmission data over the energy range 1060 eV to 1160 eV. A corresponding illustration of the fission cross section is given in Fig. 5 which also shows a prominent resonance at 1092.5 eV which would have been missed in the transmission data.

The quality of the fission cross section data near a peak in the energy dependence of the fission widths is shown in Fig. 6 which covers the energy range 600 eV to 700 eV. A corresponding plot of transmission as a function of channel number is given in Fig. 7. Here the resonance

with the largest fission width, at 638 eV, is near channel 20500. The solid line is a fit to the data given by the Harvey-Atta area analysis program<sup>14</sup> using an effective temperature of 120.1°K in the calculation of Doppler broadening. All 118 resonance observed below 1500 eV have been analyzed by the Harvey-Atta area analysis method to obtain the neutron widths,  $\Gamma_n$ . This is done iteratively so that the full width  $\Gamma$  assumed in the analysis is equal to the sum of  $\Gamma_n$ , an assumed constant value of the radiation width  $\Gamma_r = 40$  meV and the fission width  $\Gamma_f$ . The fission widths are derived from the area under a fission cross section resonance,  $\frac{1}{2} \sigma_0 \Gamma_f$ , which entails a  $\Gamma$  dependent wing correction. Only for a few resonances is the fission width large enough to necessitate more than two iterations. The measured values of resonance energy, neutron widths and fission widths for 118 levels below 1500 eV are given in Table III. Reduced neutron widths  $\Gamma_n^0$  are shown for 118 resonances below 1500 eV in Fig. 8. Only one measured value lies below  $\Gamma_n^0 = 0.02$  meV. Following the method of analysis described by Porter and Thomas,<sup>4</sup> the number of degrees of freedom  $v$  of the  $\chi^2$  distribution of these reduced neutron widths is  $v = 1.11 \pm 0.2$  if the cut off at which the efficiency for detecting levels is 0.5 is taken to be  $x_{1/2} = 0.04$ . Alternatively, by assuming that the data obey a Porter-Thomas distribution and that all levels with  $\Gamma_n^0$  above a chosen value are observed, it is possible to correct the level spacing and strength function for the number of levels with  $\Gamma_n^0$  below the chosen value. It is found that the corrected number of levels below 1.5 keV is 141 giving  $D_1 = 10.64 \pm 0.46$  eV and the corrected strength function is  $S_0 = \langle \Gamma_n^0 \rangle / D_1 = (0.857 \pm 0.108) \cdot 10^{-4}$ . Identical corrected values were obtained for two selected values of the cut-off,  $\Gamma_n^0 = 0.1$  and  $\Gamma_n^0 = 0.2$ .

#### IV. ENERGY DEPENDENCE OF FISSION WIDTHS

It was been shown by both Weigmann<sup>15</sup> and Lynn<sup>16,17</sup> that the fission widths  $\Gamma_{I(f)}$ , of resonances that arise by mixing of the dense class I states of the first potential barrier minimum with a class II state, are expected in the case of 'weak' coupling to have a Lorentzian energy dependence of the form

$$\bar{\Gamma}_{I(f)}(E) = K/((E - E_{II})^2 + W^2/4), \quad (3)$$

superimposed on a Porter-Thomas<sup>4</sup> distribution provided  $K \ll D_I W^2/4\pi$ . Here  $E_{II}$  is the class II resonance energy,  $W$  is the full width of the distribution at half maximum and gives the average coupling width,  $\Gamma_{II(c)}$ , between class I and class II levels, and  $K$  is a constant related to the class II fission width  $\Gamma_{II(f)}$  by the equation  $K = D_I \Gamma_{II(c)} \Gamma_{II(f)} / 2\pi$ . So far, the Porter-Thomas distribution of the fission widths about the average value defined in eq. (3) has prevented the estimation of the parameters  $K$ ,  $E_{II}$  and  $W$  by a deductive method. It is found that the method of maximum likelihood does not provide adequate constraints on all the free parameters and gives results which are clearly unacceptable. A method has been evolved which minimizes the quadrature sum of the number of standard deviations by which each of three statistics differ from their expectation values. These statistics are: the number of degrees of freedom  $v$  of the  $\chi^2$ -squared distribution describing the behaviour of the fission widths about an energy dependent mean value, the Wald and Wolfowitz<sup>18,19</sup> runs statistic  $U$  and the total number of fission widths above the energy dependent median. Porter and Thomas<sup>4</sup> have shown how  $v$  may be determined by the maximum Likelihood method in terms of  $\rho = v/2$  from the value of

$F(\rho) = 1/N \sum \ln(r_{fi}/\langle r_{fi} \rangle)$ . Here,  $F(\rho) = \psi(\rho) - \ln \rho$  where  $\psi(\rho)$  is the derivative of the logarithm of the gamma function,  $N$  is the number of data points,  $\text{var } \rho = 1/N[\psi'(\rho) - \rho^{-1}]^{-1}$  and the average fission fission width is the energy dependent quantity defined in eq. (3). For  $v = 1$ ,  $F(\rho) = -1.268$ . The statistic  $U$  is the number of runs defined by the number of fission widths above ( $m$ ) and below ( $n$ ) the median which, for a Porter-Thomas distribution lies at 0.47 of the mean value. The expectation value of  $U$  and its standard deviation are defined in terms of  $m$  and  $n$ . It is possible that the large values of  $r_f$  at 1092.5 eV and 1134 eV arise because of a second narrow intermediate structure level at about this energy. The data have been analyzed on the assumption of both one and two class II levels, as described by the equation

$$\bar{F}_I(f)(E) = K_1/((E - E_{II})^2 + W^2/4) + K_2/((E - E_{II_2})^2 + W_2^2/4) \quad (4)$$

The results of five trial solutions, three of these for a two Lorentzian fit are given in Table IV. Among these the preferred fit is the one which gives the minimum combined error, 0.832 standard deviations, for the deviation of the three chosen statistics. This fit assumes two class II levels, one at 550 eV and one at 1092.5 eV, and is illustrated by the solid line in Fig. 9 which also shows a dot at 50 for fission widths above the median value and a dot at 40 for those below. There is little to choose between the combined error for the preferred fit and the minimum value, 1.395, obtained for a single class II level at 550 eV. To determine whether the smaller combined error obtained for two class II levels represents a genuine improvement or merely reflects the use of three additional parameters would require an analysis of variance which is not straight forward.

when the data are not normally distributed. Furthermore, the interpretation of results obtained by the application of several statistical tests to the same data requires a detailed understanding of the resultant allowed probabilities, as first demonstrated by Wallis.<sup>20</sup> Errors quoted on the parameters of the preferred fit represent the change in each one required to change the combined error by one standard deviation. No error is quoted for K which is determined from the normalization condition.

Finally in Table IV, we give the unweighted least squares estimates deduced by F. L. Miller.<sup>21</sup> For the tests described above, these values give a combined error of 1.411. Miller also investigated the two Lorentzian fit by including a seventh parameter for the amount of second Lorentzian component required. A non-linear least squares program including a grid approach failed to converge. However, a gradient method indicated that the second Lorentzian was not required.

When analyzed according to the formalism for 'weak' coupling, the preferred parameters of Table IV give  $\Gamma_{II(c)}(550 \text{ eV}) = W = 125 \pm 42 \text{ eV}$ ,  $\Gamma_{II(c)}(1092.5 \text{ eV}) = W_2 = 105 \pm 33 \text{ eV}$ ,  $\Gamma_{II(f)}(550 \text{ eV}) = 56.31 \text{ meV}$  and  $\Gamma_{II(f)}(1092.5 \text{ eV}) = 32.93 \text{ meV}$ . For a single class II level, the data are best fit by the parameters given in the first line of Table IV. These give the results  $\Gamma_{II(c)}(550 \text{ eV}) = 220 \text{ eV}$  and  $\Gamma_{II(f)} = 93.67 \text{ meV}$ .

#### V. CLASS II LEVELS UP TO 13 keV

It is possible to obtain approximate values for the fission widths of narrow intermediate structure resonances on the assumption that they are equal to the sum of class I fission widths for levels within the structure and that each of these levels has a neutron width equal to the mean neutron

width derived from the strength function. Thus we take the area under a fission cross section class II level =

$$\frac{\pi}{2} \sum_{\lambda_I} \sigma_0 \lambda_I \Gamma_I(f) \lambda_I = \frac{\pi}{2} \sigma_0 \sum_{\lambda_I} \Gamma_I(f) \lambda_I = \frac{\pi}{2} \sigma_0 \Gamma_{II}(f)$$

Fission widths for the seven class II levels observed up to 13.08 keV together with their resonance energies are listed in Table V. Over this energy range the average class II fission width is  $\langle \Gamma_{II}(f) \rangle = 0.152$  eV. If the level at 1092.5 eV is discarded, the fission width for the level at 550 eV estimated in this way becomes  $\Gamma_{II}(f)(550 \text{ keV}) = 0.050$  eV and the average fission width for six levels below 13.08 keV becomes  $\langle \Gamma_{II}(f) \rangle = 0.176$  eV.

Fig. 10 illustrates the fission cross section between 1 and 20 keV. In the absence of further evidence such as the Lorentzian distribution of fission widths used below 1.5 keV, and without the adoption of an arbitrary criterion of demarcation, it is difficult to know which peaks in the fission cross section should be regarded as class II levels and which are statistical fluctuations of class I levels within a narrow intermediate structure group. An upper limit to the class II level spacing is about 2.1 keV obtained by considering levels below 13 keV, disregarding the doubtful level at 1092 eV and taking all the levels from 4 keV to 5 keV to be part of one class II level at 4575 eV. By taking all the prominent cross section peaks below 20 keV, including five peaks between 4 keV and 4.6 keV, to be class II levels,  $D_{II}$  spacing is reduced to about 1 keV. There are several other isolated peaks in the cross section, such as that at 2600 eV which, if they are class II levels, will reduce the class II level spacing even further. We have chosen to use the values obtained below 13 keV and given in Table V.

## VI. FLUCTUATIONS NEAR FISSION THRESHOLD

Fig. 11 illustrates the  $^{234}\text{U}$  fission cross section between 100 keV and 1 MeV. These results are derived by summing data obtained with neutron burst widths of 3 ns and 5 ns. The cross section is rich in structure and shows clear evidence of plateaux at 310 keV, 550 keV and 750 keV which may be attributable to  $\beta$ -vibrational levels. Only the structure near 310 keV has been analyzed and it is shown in more detail in Fig. 12. By subtracting away the rising trend of the fission cross section, it is found that the remaining cross section has a peak height of 0.0725 b and a full width at half maximum of 50 keV. Of the two solid lines running through the data in Fig. 12, one is a running sum over twenty timing channels and the other is a guide line indicating the seven fluctuation peaks that lie between 280 keV and 350 keV. Average values of the height, width and spacing of these fluctuations are given in Table VI. They are in good agreement with the structure parameters derived previously<sup>8</sup> from data of poorer statistical accuracy.

In order to decide whether these results are consistent with fluctuations arising from the presence of class II levels, the fission cross section over the energy range 250 keV to 400 keV has been simulated by Monte Carlo techniques using the following equations which describe a vibrational level damped into compound class II levels which in turn are coupled to class I levels.

$$\Gamma_{\text{vib}}(f) = D_{\text{vib}} / \{2\pi[1 + \exp(2\pi(V_B - E_{II})/\hbar\omega_B)]\} \quad (5)$$

$$\Gamma_{II}(f) = D_{II} W_{\text{vib}}(f) / \{2\pi[(E_{II} - E_{\text{vib}})^2 + 1/4(W + \Gamma_{\text{vib}}(f))^2]\} \quad (6)$$

$$\Gamma_{II(c)} = D_{II}/[2\pi[1 + \exp(2\pi(V_A - E_{II})/\hbar\omega_A)]] \quad (7)$$

$$\Gamma_I(f) = D_I \Gamma_{II(c)} \Gamma_{II(f)} / [2\pi[(E_{II} - E_I)^2 + 1/4\Gamma_{II(c)}^2]] \quad (8)$$

$$\langle \sigma_f \rangle = \sum_J 2\pi^2 \chi^2 g \langle \Gamma_n \rangle \langle \Gamma_{I(f)} \rangle F / D_I \langle \Gamma_n + \Gamma_Y + \Gamma_I(f) + \sum \Gamma_n \rangle \quad (9)$$

In these equations  $V_A$  and  $V_B$  are the heights above the neutron binding energy of the intermediate and outer fission potential barriers;  $\hbar\omega_A$  and  $\hbar\omega_B$  are frequencies of inverted parabolic potentials representing these two barriers;  $E_{vib}$ ,  $\Gamma_{vib}(f)$  and  $D_{vib}$  are the resonance energy, fission width and level spacing of the vibrational level;  $E_{II}$ ,  $\Gamma_{II(f)}$  and  $D_{II}$  represent the energy, fission width and spacing of class II levels,  $W$  is the damping width of the class II levels into the vibrational level;  $E_I$ ,  $\Gamma_I(f)$  and  $D_I$  represent the energy, fission width and spacing of class I levels;  $\Gamma_{II(c)}$  is a coupling width between class I and class II levels;  $\chi$  is the neutron wave number;  $g$  is the spin weighting factor;  $\Gamma_n$  and  $\Gamma_Y$  are the neutron and capture widths of class I resonances;  $\Gamma_{n'}$  represents the sum of neutron inelastic scattering widths over channels that are open at 310 keV and  $F$  is the fluctuation factor  $\langle \Gamma_n \Gamma_f / \Gamma \rangle \langle \Gamma \rangle / \langle \Gamma_n \rangle \langle \Gamma_f \rangle$ . Many of the quantities in eq. (9) are spin dependent but this is not shown explicitly. It is assumed that the fission strengths,  $\Gamma_I(f)/D_I$ ,  $\Gamma_{II(f)}/D_{II}$  and the capture width  $\Gamma_Y$  are spin independent. Significant contributions to the fission cross section arise only for  $J = 1/2, 3/2$  and  $5/2$  for an assumed positive parity state. A list of the parameters used in the calculation is given in Table VII. Many of these are derived from the measured properties of the low energy class II levels. The value  $V_B = 674$  keV is deduced by adjusting the average fission cross section at the peak of the vibrational

level to 0.0725 b. Table VI gives the parameters of the simulated fluctuations derived after broadening the cross section with the resolution of the present experiment. It will be seen that they are in good agreement with the experimental values and this shows that the observed fluctuations, despite their wide spacing, can arise from the presence of class II levels of spacing  $\leq 0.97$  keV. However, the value of  $V_B$  derived in this simulation gives  $\Gamma_{II(f)} = 0.00747$  eV at  $E_{II} = 1$  keV in contrast to the average value of 0.152 eV for seven class II levels below 13 keV. The low energy fission widths are thus not derived predominantly by coupling through the vibrational level at 310 keV. For a direct coupling, calculated from the equation

$$\Gamma_{II(f)} = D_{II}/2\pi[1 + \exp(2\pi(V_B - E_{II})/\hbar w_B)], \quad (10)$$

the seven levels with an average  $\Gamma_{II(f)} = 0.152$  eV give  $V_B = 684$  keV.

The coupling between class I and class II states may also be interpreted as very weak coupling to a broad class II level described by the equation

$$\Gamma_{I(f)} = D_I \Gamma_{II(c)} \Gamma_{II(f)} / 2\pi[(E_{II} - E_I)^2 + \Gamma_{II(f)}^2/4] \quad (11)$$

Assuming two class II levels below 1.5 keV, this interpretation gives  $\Gamma_{II(f)} = 115$  eV and  $\Gamma_{II(c)} = 0.046$  eV corresponding to  $V_A = 1415$  keV and  $V_B = 58.5$  keV. This interpretation does not allow coupling through a vibrational level because the required value of  $\Gamma_{vib(f)}$  would exceed the observed vibrational level width of 50 keV.

In the absence of coupling to the low energy resonances, the vibrational level at 315 keV may be interpreted as a p-wave vibrational resonance.

This interpretation gives a class I fission width at 315 keV of  $\Gamma_{I(f)} = 0.00294$  corresponding to  $V_A = 69$  keV and  $V_B = 998$  keV or, alternatively,  $V_A = 1240$  keV and  $V_B = 268$  keV. These last two values are in agreement with the systematic behavior over several uranium isotopes derived by Back et al.<sup>22</sup>

## VII. CONCLUSION

The measurement and analysis of the  $^{234}\text{U}$  neutron fission and total cross section reported here have resulted in the derivation of neutron and fission widths for all the 118 fine structure resonances observed below 1.5 keV. When corrected for missing levels on the assumption of a Porter-Thomas distribution, these results give a fine structure level spacing  $D_I = 10.64 \pm 0.46$  eV and a strength function of  $(0.857 \pm 0.108) \cdot 10^{-4}$ . These low energy resonances comprise a narrow intermediate structure level at 550 eV with the possibility of another at about 1 keV. A method of analyzing the fission widths to derive the parameters of a presumed Lorentzian energy dependence has been introduced which relies on minimizing the combined error from three statistical tests. Strictly, the method is more correct for asymmetrically distributed data than the method of least squares but, it is found that both methods give closely similar results.

Between 1 keV and 13 keV the data reveal five narrow intermediate groups of fission resonances of which only two had been previously observed. This reduces the class II level spacing at low energy to  $D_{II} = 2.1 \pm 0.3$  keV. At 310 keV the fluctuations previously noted are confirmed and it is shown that strong fluctuations persist to at least 1 MeV. Broad structures, presumed to arise from  $\beta$ -vibrational levels, are present at 310 keV,

550 keV and 720 keV. It is shown by cross section simulation, using parameters derived from the low energy data ( $D_{II} = 2.1$  keV and  $V_A = 63$  keV), that the fluctuations expected near 310 keV on the assumption of a two stage process involving a  $\beta$ -vibrational level have the same average properties as those observed. However, the value of outer barrier height  $V_B = 674$  keV required to give the correct vibrational level contribution to the fission cross section at 310 keV provides, through a two stage process, little of the fission strength observed at low energy. It is clear that this arises in another way. It can be readily accounted for by 'weak' coupling of class I and class II levels without the intervention of a vibrational level using the above barrier parameters. For 'very weak' coupling of class I levels to a broad class II level the barrier parameters derived from the low energy data are  $V_A = 1415$  keV and  $V_B = 58.5$  keV. The interpretation, however, precludes coupling through a  $\beta$ -vibrational level at 310 keV and allows this level to be interpreted as a p-wave resonance with barrier parameters  $V_A = 1240$  keV and  $V_B = 268$  keV.

#### ACKNOWLEDGEMENTS

The authors are grateful to Mr. J. G. Craven for helpful advice on the operation of the ORNL computer system, Dr. R. Gwin for the loan of a flight path, Dr. F. L. Miller for carrying out a least squares analysis of the fission width data, Dr. H. W. Schmitt and Dr. F. Plasil for the loan of the  $^{234}\text{U}$  foils and ionization chamber (designed by Dr. H. Rossler) and to the late Mr. A. L. Williams for assistance in setting up the cooled sample changer. We also thank Mr. H. A. Todd and his staff at ORELA for the smooth operation of the linac, and Mr. F. E. Gillespie for fission chamber assembly and filling.

## REFERENCES

\*Research sponsored by the U.S. Atomic Energy Commission under contract with the Union Carbide Corporation.

<sup>t</sup>Visiting scientist from UKAEA, Atomic Energy Research Establishment, Harwell, England.

<sup>f</sup>Summer student trainee from University of Rochester, summer of 1973.

1. G. D. James and E. R. Rae, Nucl. Phys. A118, 313 (1968).
2. G. D. James and G. G. Slaughter, Nucl. Phys. A139, 471 (1969).
3. G. D. James, Proc. 3rd Int. Conf. on Nuclear Data for Reactors (IAEA, Vienna, 1970).
4. C. E. Porter and R. G. Thomas, Phys. Rev. 104, 483 (1956).
5. R. W. Lamphere, Nucl. Phys. 38, 561 (1962).
6. J. E. Lynn, Physics and Chemistry of Fission (IAEA, Vienna, 1970), p. 249.
7. V. M. Strutinsky, Nucl. Phys. A95, 420 (1967).
8. G. D. James, A. Langsford and A. Khatoon, Progress Report AERE PR/N.P.19, p. 16, and Nucl. Phys. to be published.
9. H. Rösler, J. K. Millard and N. W. Hill, Nucl. Instr. & Meth. 99, 477 (1972).
10. The dip in transmission due to the large resonance in sulfur centered at 102 keV has not been corrected for in our cross sections below 100 keV, but is taken into account above 100 keV (see below).
11. M. G. Sowerby, Report AERE-R7273, Harwell, England (unpublished) 1973.
12. G. de Saussure, Report ORNL-TM-1804, Oak Ridge, Tenn. USA (unpublished) 1967.

13. B. R. Leonard and R. H. Odegaard, Bull. Amer. Phys. Soc. 6, 8 (1961).
14. S. E. Atta and J. A. Harvey, Report ORNL-3205 (1961).
15. H. Weigmann, Z. Phys. 214, 7 (1968).
16. J. E. Lynn, Theory of Neutron Resonance Reactions (Clarendon Press, Oxford, 1968), p. 459.
17. J. E. Lynn, J. Phys. A6, 542 (1973).
18. A. Wald and A. Wolfowitz, Annals. Math. Stat. XI, No. 2 (1940).
19. G. D. James, Nucl. Phys. A170, 309 (1971).
20. W. A. Wallis, Econometrica 10, 229 (1942).
21. F. L. Miller, private communication.
22. B. B. Back, O. Hansen, H. C. Britt, J. D. Garrett, B. Levoux, Physics and Chemistry of Fission I (IAEA, Vienna, 1974) p. 3.
23. E. R. Rae, B. Margolis and E. S. Troubetzkoy, Phys. Rev. 112, 492(1958).
24. M. G. Sowerby (unpublished).

## FIGURE CAPTIONS

1. Parametric fit to the evaluated  $^{235}\text{U}$  fission cross section. See Table II for coefficients.
2. Fission counts per channel versus timing channel number for  $^{234}\text{U}$  and  $^{235}\text{U}$ . These data cover a neutron energy range from about 100 keV to 800 keV and show that the structure near 300 keV is due entirely to  $^{234}\text{U}$ .
3. Cumulative sum of observed fission resonances below 7000 eV. The average spacing of observed levels below 1700 eV is  $12.78 \pm 0.55$  eV. The average spacing corrected for missed levels for an assumed Porter-Thomas distribution of  $\Gamma_n^0$  is  $D_I = 10.64 \pm 0.46$  eV.
4. The transmission of  $^{234}\text{U}_3\text{O}_8$  in a region where there may be a second narrow intermediate structure resonance. Two resonances which dominate the fission cross section in this energy range, at 1092.5 eV and 1134.1 eV, are not visible in the transmission data because of their small values of  $\Gamma_n$ .
5. The fission cross section of  $^{234}\text{U}$  over the energy range 1060 eV to 1160 eV showing two dominating levels at 1092.5 eV and 1134.1. These levels have low values of  $\Gamma_n$  and may indicate the presence of a narrow intermediate structure resonance.
6. Fission counts per timing channel for  $^{234}\text{U}$  as a function of neutron energy over the range 600 eV to 700 eV. This illustrates the quality of the data near a peak in the energy dependence of the fission widths.

7. An example of the results obtained by area analysis of the  $^{234}\text{U}$ , transmission data near 640 eV using the Atta-Harvey code. The small transmission dip near channel 20500 is at 637.0 eV.
8. Reduced neutron widths for the 118 levels observed in the cross sections of  $^{234}\text{U}$  below 1.5 keV. The level at 1134.1 eV is not observed in the transmission data and has been assigned an upper limit to its reduced neutron width equal to half the value deduced for the level at 1092.5 eV which has the lowest measured value in this neighborhood. For a 50% observational efficiency at  $\Gamma_n^0 = 0.04$  eV, the number of degrees of freedom for the chi-squared distribution followed by these data is  $v = 1.11 \pm 0.2$ . An assumed Porter-Thomas distribution of these data gives the corrected values  $D_I = 10.64 \pm 0.46$  eV and  $S_0 = (0.857 \pm 0.108) \cdot 10^{-4}$  both using data with  $\Gamma_n^0 > 0.1$  and data with  $\Gamma_n^0 > 0.2$ .
9. Energy dependence of class I fission widths for resonances in the fission cross section of  $^{234}\text{U}$  below 1500 eV. The solid line represents the energy dependence of the mean fission widths as a sum of two Lorentzian curves defined by eq. (3) and the preferred parameters of Table IV. A dot at 50 (40) indicates that a fission width is above (below) the median value which lies at 0.47 of the mean value for a Porter-Thomas distribution.
10. The  $^{234}\text{U}$  fission cross section between 1 keV and 20 keV.
11. The  $^{234}\text{U}$  fission cross section between 100 keV and 1 MeV.
12. The fission cross section of  $^{234}\text{U}$  between 270 keV and 370 keV is shown by the full circles. Of the two solid lines through the data, one shows a running sum over twenty timing channels and the other is a

guide line indicating fluctuations. The presumed contribution of the vibrational level is shown by the dashed lines and again by the diagram below the data.

TABLE I  
The Neutron Flux Parameter  $\chi$

Energy Range (eV)	$\chi$	$K_\chi$
3 eV < E < 122.16	0.91887	1.4866
122.16 < E < 7794.3	0.8703	1.8774
7794.3 < E < 100 keV	0.73402	6.3669

TABLE II  
Coefficients in the Parametric Fit to the  $^{235}\text{U}$  Fission Cross Section

Energy Range (MeV)	$B_0$	$B_1$	$B_2$	$B_3$
0.1 - 0.6	1.93997	-4.16418	8.04758	-5.71224
0.6 - 1.8	0.625471	1.18560	-0.761525	0.182049
1.8 - 5.5	1.91776	-0.430258	0.0741278	-0.00455841
5.5 - 9	7.75916	-3.45706	0.556992	-2.74595

TABLE III  
Resonance Parameters for  $^{234}\text{U}$

$E_0$ (eV)	$\Gamma_n$ (meV)	$\Gamma_f$ (meV)
5.76	3.920 $\pm$ 0.020	0.01822 $\pm$ 0.00091
22.74	0.0180 $\pm$ 0.0018	0.0125 $\pm$ 0.0044
23.42	0.160 $\pm$ 0.020	0.00327 $\pm$ 0.00088
31.13	7.20 $\pm$ 0.79	0.0086 $\pm$ 0.0011
45.61	0.430 $\pm$ 0.031	0.0667 $\pm$ 0.0068
48.56	8.73 $\pm$ 0.47	0.0000 $\pm$ 0.0010
77.38	10.28 $\pm$ 0.93	0.00444 $\pm$ 0.00053
94.29	41.7 $\pm$ 2.3	0.0335 $\pm$ 0.0026
106.13	4.05 $\pm$ 0.28	0.0911 $\pm$ 0.0080
111.06	18.5 $\pm$ 1.4	0.308 $\pm$ 0.028
146.25	13.39 $\pm$ 0.74	0.0288 $\pm$ 0.0023
152.16	17.88 $\pm$ 0.75	0.0216 $\pm$ 0.0016
176.18	39.3 $\pm$ 1.4	0.0896 $\pm$ 0.0057
182.49	47.1 $\pm$ 1.6	0.114 $\pm$ 0.0071
187.52	54.2 $\pm$ 1.8	0.0175 $\pm$ 0.0012
194.35	0.526 $\pm$ 0.068	-0.0042 $\pm$ 0.0048
208.4	5.51 $\pm$ 0.38	0.0381 $\pm$ 0.0038
220.9	0.341 $\pm$ 0.048	0.00891 $\pm$ 0.0051
226.7	1.59 $\pm$ 0.16	0.0397 $\pm$ 0.0061
237.8	5.09 $\pm$ 0.21	0.0130 $\pm$ 0.0018
254.3	1.43 $\pm$ 0.12	0.676 $\pm$ 0.066
258.3	6.03 $\pm$ 0.26	0.189 $\pm$ 0.013
276.5	5.77 $\pm$ 0.24	0.0688 $\pm$ 0.0055
290.7	37.2 $\pm$ 1.5	0.177 $\pm$ 0.0098
307.5	16.40 $\pm$ 0.72	0.150 $\pm$ 0.0106
322.6	22.60 $\pm$ 0.95	0.0211 $\pm$ 0.0020
331.4	1.05 $\pm$ 0.16	0.0823 $\pm$ 0.019

TABLE III (continued)

$E_0$ (eV)	$r_n$ (meV)	$r_f$ (meV)
349.7	35.90 $\pm$ 1.9	0.165 $\pm$ 0.013
359.1	40.30 $\pm$ 2.1	0.0070 $\pm$ 0.0010
364.0	0.90 $\pm$ 0.17	0.326 $\pm$ 0.069
387.6	.79 $\pm$ 0.24	1.80 $\pm$ 0.54
391.0	15.80 $\pm$ 0.82	0.728 $\pm$ 0.053
412.6	8.10 $\pm$ 0.54	0.274 $\pm$ 0.024
436.3	5.14 $\pm$ 0.36	0.0102 $\pm$ 0.0023
440.9	2.44 $\pm$ 0.27	1.10 $\pm$ 0.13
455.3	18.94 $\pm$ 0.93	4.15 $\pm$ 0.20
464.2	14.79 $\pm$ 0.63	0.491 $\pm$ 0.024
465.5	6.15 $\pm$ 0.39	0.187 $\pm$ 0.065
489.0	63.3 $\pm$ 3.7	0.838 $\pm$ 0.050
504.1	8.85 $\pm$ 0.52	0.306 $\pm$ 0.029
511.0	13.10 $\pm$ 0.75	0.597 $\pm$ 0.042
515.9	7.73 $\pm$ 0.46	8.72 $\pm$ 0.53
518.9	3.02 $\pm$ 0.33	4.00 $\pm$ 0.47
526.2	3.11 $\pm$ 0.31	2.22 $\pm$ 0.23
547.4	68.5 $\pm$ 3.5	0.0364 $\pm$ 0.0061
555.7	46.3 $\pm$ 2.4	3.22 $\pm$ 0.17
560.9	8.76 $\pm$ 0.50	5.05 $\pm$ 0.29
574.4	26.3 $\pm$ 1.1	1.15 $\pm$ 0.052
582.4	8.83 $\pm$ 0.56	6.97 $\pm$ 0.45
585.6	6.76 $\pm$ 0.60	2.51 $\pm$ 0.27
594.1	2.84 $\pm$ 0.43	0.467 $\pm$ 0.090
614.6	8.17 $\pm$ 0.56	0.407 $\pm$ 0.040
625.9	11.10 $\pm$ 0.71	0.690 $\pm$ 0.052
637.0	1.68 $\pm$ 0.39	1.84 $\pm$ 0.43
643.5	7.02 $\pm$ 0.54	4.97 $\pm$ 0.39
671.2	3.46 $\pm$ 0.48	1.50 $\pm$ 0.22
681.1	11.50 $\pm$ 0.76	0.0140 $\pm$ 0.0047

TABLE III (continued)

$E_0$ (eV)	$T_n$ (meV)	$T_f$ (meV)
690.0	10.30 $\pm$ 0.85	5.06 $\pm$ 0.42
702.1	16.14 $\pm$ 0.95	0.334 $\pm$ 0.026
709.1	14.30 $\pm$ 1.0	-0.0038 $\pm$ 0.0022
726.1	5.27 $\pm$ 0.58	4.87 $\pm$ 0.54
734.6	5.27 $\pm$ 0.68	0.045 $\pm$ 0.017
757.1	90.3 $\pm$ 4.8	0.045 $\pm$ 0.0083
764.7	265. $\pm$ 103.	0.0307 $\pm$ 0.0041
766.7	69.3 $\pm$ 3.0	0.0119 $\pm$ 0.0033
780.0	3.3 $\pm$ 6.2	0.270 $\pm$ 0.52
788.3	39.0 $\pm$ 1.9	0.186 $\pm$ 0.024
813.3	25.8 $\pm$ 1.4	0.54 $\pm$ 0.16
814.8	180.0 $\pm$ 7.6	0.160 $\pm$ 0.048
822.5	7.98 $\pm$ 0.80	0.303 $\pm$ 0.038
846.1	3.27 $\pm$ 0.69	0.061 $\pm$ 0.023
855.8	11.70 $\pm$ 0.92	0.696 $\pm$ 0.066
859.7	15.40 $\pm$ 1.04	0.256 $\pm$ 0.077
882.2	19.40 $\pm$ 1.10	0.207 $\pm$ 0.018
890.1	33.10 $\pm$ 1.59	0.089 $\pm$ 0.0097
957.8	6.49 $\pm$ 0.84	0.043 $\pm$ 0.015
974.5	159.4 $\pm$ 7.2	0.235 $\pm$ 0.014
982.3	3.97 $\pm$ 0.99	0.365 $\pm$ 0.097
1010.3	74.6 $\pm$ 3.6	0.0227 $\pm$ 0.0034
1037.7	64.3 $\pm$ 3.0	0.115 $\pm$ 0.011
1051.4	10.7 $\pm$ 1.1	0.108 $\pm$ 0.016
1067.3	6.75 $\pm$ 0.94	0.121 $\pm$ 0.024
1073.5	42.5 $\pm$ 2.5	0.0446 $\pm$ 0.0073
1084.2	113.8 $\pm$ 6.8	0.0047 $\pm$ 0.0022
1092.5	1.43 $\pm$ 0.86	5.7 $\pm$ 3.5
1109.6	49.5 $\pm$ 3.2	0.051 $\pm$ 0.0080

TABLE III (continued)

$E_0$ (eV)	$\Gamma_n$ (meV)	$\Gamma_f$ (meV)
T126.1	6.0 $\pm$ 1.2	0.0070 $\pm$ 0.0036
T129.6	8.9 $\pm$ 1.4	0.0204 $\pm$ 0.0080
T134.0	1.5 $\pm$ 1.5	1.11 $\pm$ 1.1
T149.2	22.6 $\pm$ 1.7	0.0694 $\pm$ 0.012
T159.4	7.4 $\pm$ 1.2	-0.0092 $\pm$ 0.0074
T167.1	21.8 $\pm$ 1.8	0.0551 $\pm$ 0.0097
T183.6	11.1 $\pm$ 1.3	0.0052 $\pm$ 0.0024
T195.6	8.8 $\pm$ 1.2	0.472 $\pm$ 0.085
T216.5	24.3 $\pm$ 1.8	0.079 $\pm$ 0.017
T222.4	29.6 $\pm$ 1.8	0.390 $\pm$ 0.030
T231.4	138.0 $\pm$ 7.3	0.263 $\pm$ 0.020
T248.0	31.0 $\pm$ 2.3	0.0622 $\pm$ 0.0095
T255.6	36.4 $\pm$ 2.2	0.166 $\pm$ 0.018
T272.9	40.4 $\pm$ 2.3	0.000 $\pm$ 0.001
T278.8	4.5 $\pm$ 1.3	0.318 $\pm$ 0.099
T288.7	4.4 $\pm$ 1.2	0.047 $\pm$ 0.020
T295.3	11.9 $\pm$ 1.5	-0.0035 $\pm$ 0.0028
T325.6	56.5 $\pm$ 3.2	0.100 $\pm$ 0.011
T327.8	26.8 $\pm$ 2.3	0.261 $\pm$ 0.029
T342.7	65.9 $\pm$ 3.7	0.092 $\pm$ 0.010
T354.2	4.2 $\pm$ 1.4	0.018 $\pm$ 0.011
T360.2	38.1 $\pm$ 2.7	0.0075 $\pm$ 0.0030
T363.9	5.8 $\pm$ 1.5	0.0042 $\pm$ 0.0027
T376.5	13.2 $\pm$ 1.8	0.083 $\pm$ 0.016
T396.4	71.4 $\pm$ 3.9	0.0954 $\pm$ 0.0095
T410.0	126.0 $\pm$ 9.8	0.068 $\pm$ 0.014
T411.5	24.8 $\pm$ 2.0	0.118 $\pm$ 0.025
T436.2	29.7 $\pm$ 2.3	0.055 $\pm$ 0.011
T439.3	110.0 $\pm$ 5.6	0.0445 $\pm$ 0.0081
T468.1	82.8 $\pm$ 4.9	0.0171 $\pm$ 0.0036
T486.4	10.6 $\pm$ 1.8	0.060 $\pm$ 0.015
T492.2	41.1 $\pm$ 2.8	0.0115 $\pm$ 0.0036

TABLE IV

Lorentzian Fit to  $^{234}\text{U}$  Fission Width Data

Number of Class II Levels	E <sub>II</sub> (eV)	W <sub>2</sub> (eV)	K K <sub>2</sub> (meV : eV <sup>2</sup> )	F( $\rho$ )	$\nu$	Wald and Waldfowitz		Number of Points Above Median	Binomial Error ( $\sigma$ )	Three Combined Errors ( $\sigma$ )
						Error ( $\sigma$ )	Median			
1	550	220	34895	-1.173	1.07 ± 0.14	1.176	56	0.552	1.395	
1	650	200	32849	-1.175	1.07 ± 0.14	1.569	60	0.184	1.646	
2*	550	125 ± 42	11919	-1.268	1.0 ± 0.14	0.832	59	0.0	0.832	
	1092.5	105 ± 33	5856 ± 3354							
2	600	105	9122.9	-1.177	1.07 ± 0.14	1.663	65	1.10	1.21	
	1092.5	103	7037.6							
2	550	125	14333	-1.372	0.93 ± 0.13	0.643	51	1.47	1.66	
	1050	400	16903							
1**	565 ± 15	201 ± 43	31035 ± 10800	-1.104	1.12 ± 0.14	1.106	58	0.184	1.411	

\* Preferred fit

\*\* Unweighted least squares estimates deduced by F. L. Miller

TABLE V  
Parameters of Class II Levels up to 13 keV

Resonance Energy $E_{II}$ (eV)	Fission Resonance Area (b.eV)	Approximate Class II Fission Widths $\Gamma_{II(f)}$ (eV)
550	137	0.0478
1092	7.39	0.0107
3100	8.51	0.0284
4575	20.82	0.0979
7845	66.55	0.4954
11886	10.67	0.1159
13076	22.70	0.2681

TABLE VI  
Comparison of Experimental and Simulated Structure

	Experimental Data	Simulated Results*
Vibrational level width	50 keV	$59 \pm 4$ keV
Average peak cross section	0.0725 b	$0.0854 \pm 0.0117$ b
Average structure height	$0.088 \pm 0.011$ b	$0.081 \pm 0.0053$ b
Average structure width	$4.6 \pm 0.5$ keV	$3.68 \pm 0.25$ keV
Average structure spacing	$10.0 \pm 2.1$ keV	$9.7 \pm 0.7$ keV

\* For  $V_8 = 590$  keV.

TABLE VII  
Parameters Used in Cross Section Simulation

Parameter	Value	
D <sub>vib</sub>	500 keV	Assumed spacing of vibrational levels of same spin and parity
V <sub>B</sub>	674 keV	Derived by adjusting $\langle \sigma_{fmax} \rangle = 0.0725$ b
fw <sub>A</sub>	1000 keV	Assumed
fw <sub>B</sub>	560 keV	Assumed
W	50 keV	Observed in this experiment
D <sub>II</sub>	(J=1/2) 970 eV (J=3/2) 480 eV (J=5/2) 320 eV	From D <sub>II</sub> = 2100 eV at low energy
V <sub>A</sub>	101 keV	From $\langle \Gamma_{II(c)} \rangle = 115$ eV at low energy
D <sub>I</sub>	(J=1/2) 6.2 eV (J=3/2) 3.2 eV (J=5/2) 2.1 eV	From D <sub>I</sub> = 10.64 eV at low energy
$\Sigma \Gamma_{n^-}$	(J=1/2) 0.107 eV (J=3/2) 0.12 eV (J=5/2) 0.089 eV	From the black nucleus barrier transmissions of Rae <i>et al.</i> <sup>23</sup> for assumed 2 <sup>-</sup> level at 44 keV and 4 <sup>+</sup> level at 144 keV
$\Gamma_Y$	0.04 eV	Assumed
F	(J=1/2) 0.5 (J=3/2) 0.58 (J=5/2) 0.61	Calculations of Sowerby <sup>24</sup>

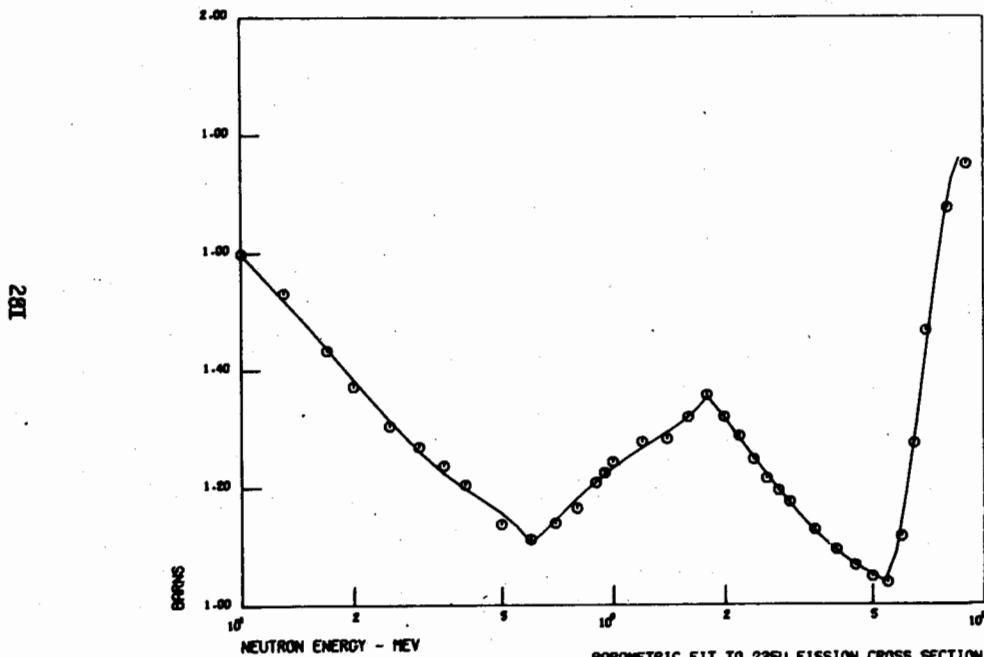


Fig. 1

282

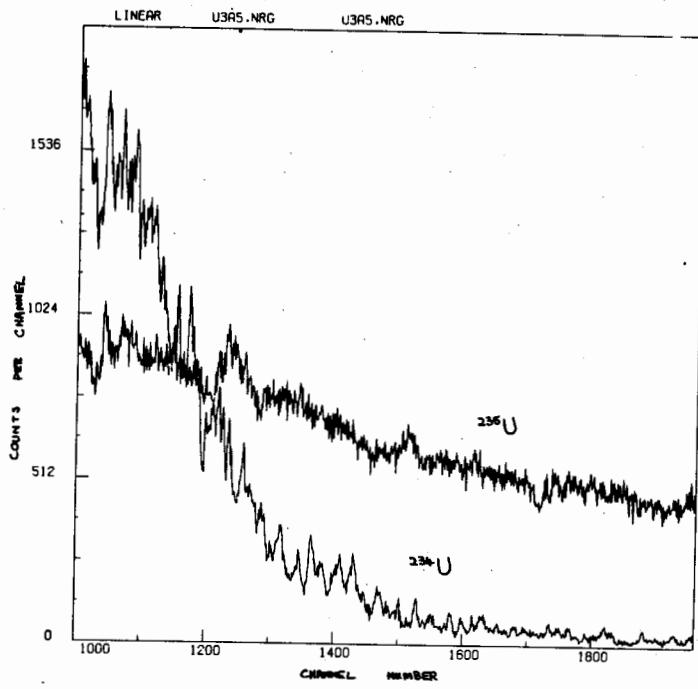


Fig.2

289

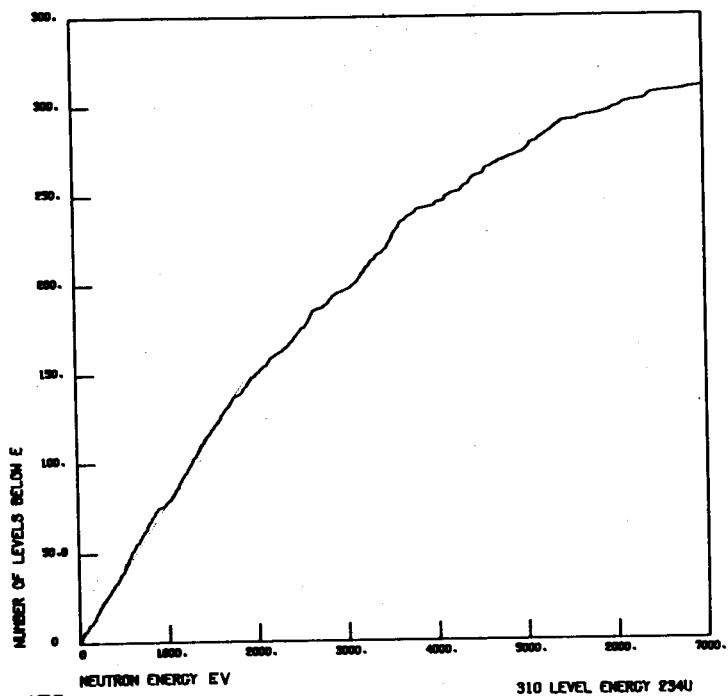


Fig. 3

294

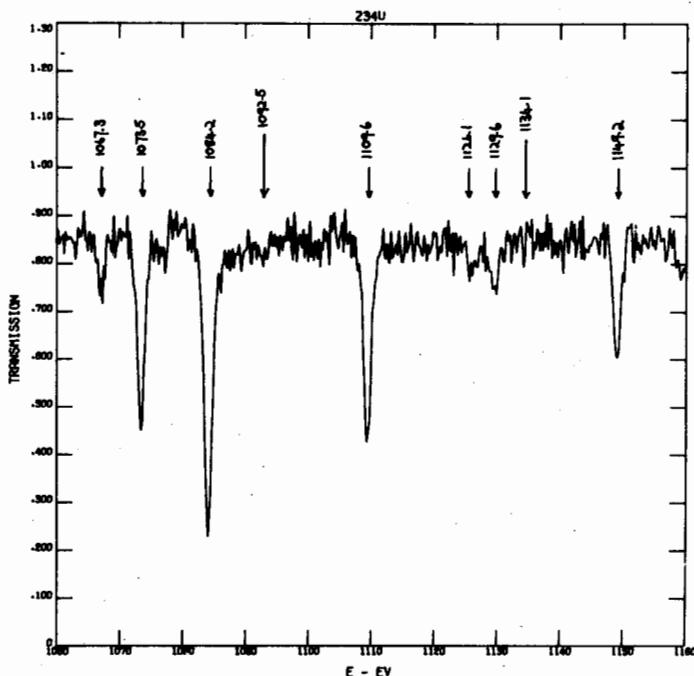


Fig. 4

285

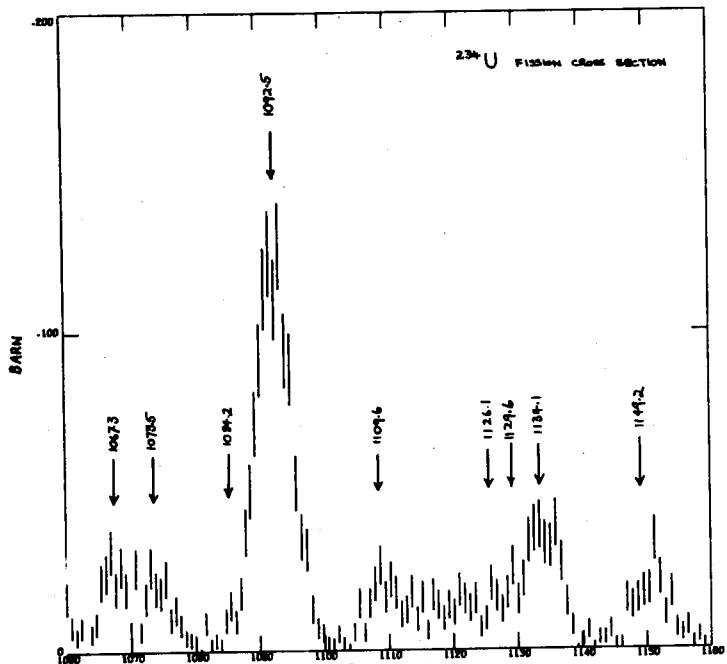


Fig. 5

282

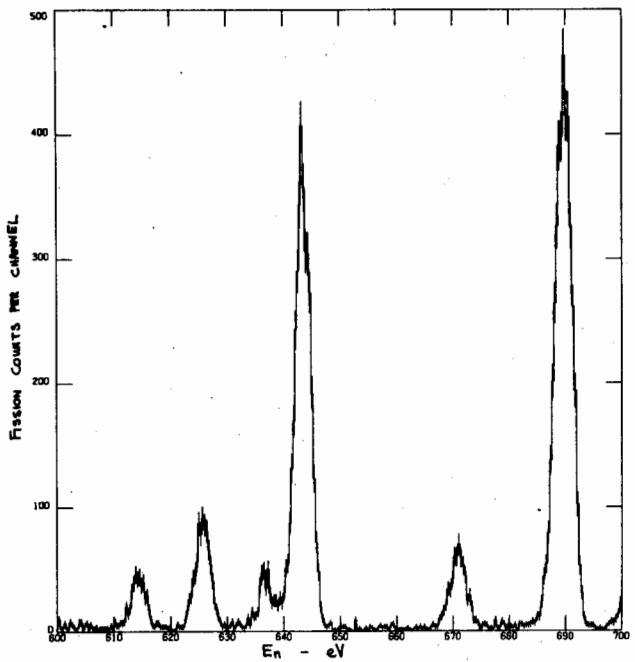


Fig. 6

287

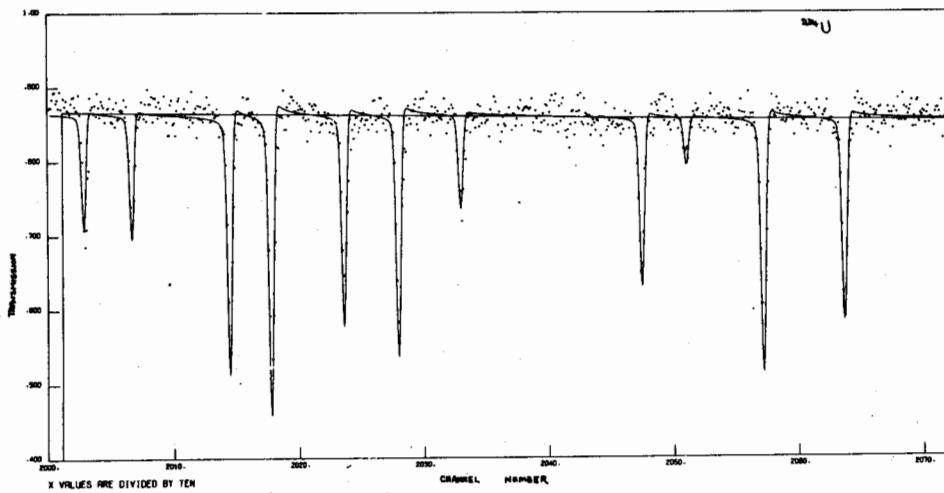
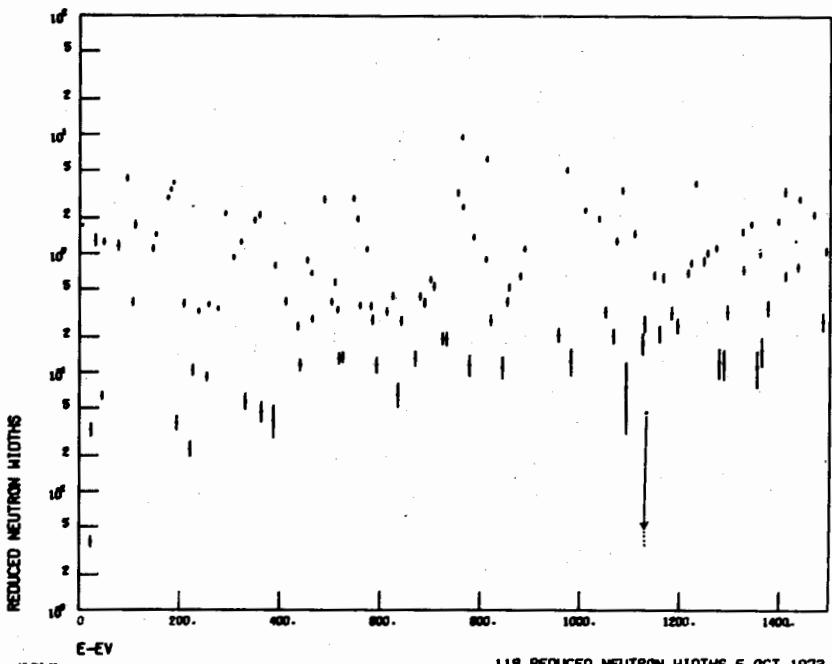


Fig. 7

288



282

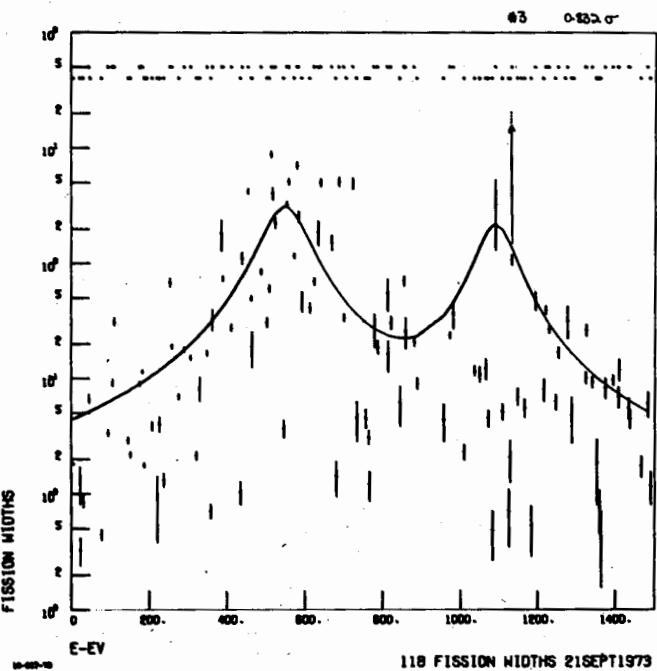


Fig. 9

290

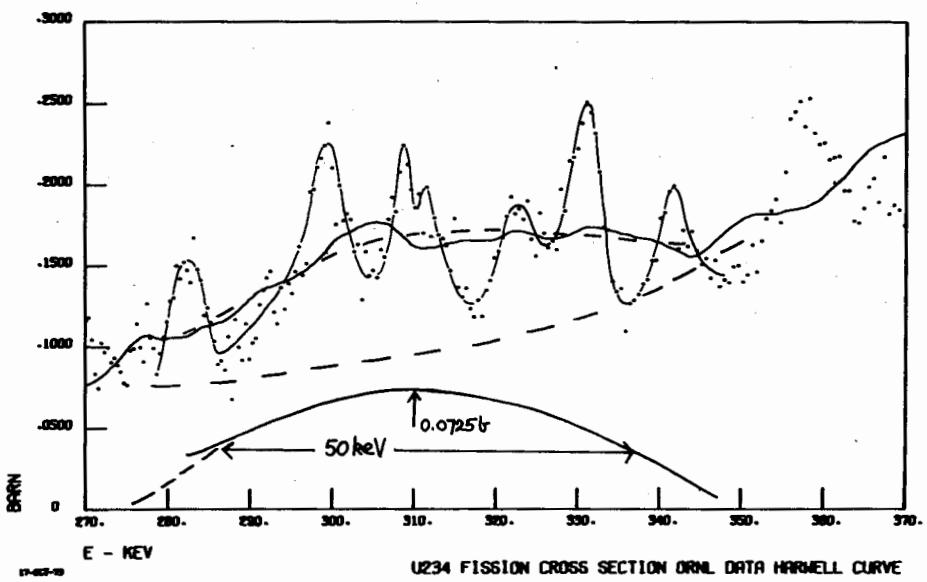


Fig. 12

MISE EN EVIDENCE DE BANDES DE ROTATION PRES DU SEUIL DE FISSION  
DANS LA REACTION  $^{232}\text{Th}(n,f)$

J. BLONS, C. MAZUR et D. PAYA

Département de Physique Nucléaire

C.E.N. Saclay, B.P. n° 2, 91190 Gif-sur-Yvette

Résumé

La section efficace de fission du  $^{232}\text{Th}$  a été mesurée par rapport à celle de  $^{235}\text{U}$  jusqu'à 5 MeV. La résolution en énergie était de 3 keV à 1,6 MeV. L'anisotropie angulaire des fragments de fission a également été mesurée dans la même gamme d'énergie, mais avec une résolution de 6 keV à 1,6 MeV. Les résonances de vibration situées au-dessus de 1 MeV ont été résolues en structure fines mettant ainsi en évidence des bandes de rotation. Les constantes  $\hbar^2/2J$  de deux bandes de rotations situées à 1,5 et 1,6 MeV sont respectivement égales à 2.45 et 2.65 keV. Nos résultats sont interprétés par la possibilité d'un troisième minimum dans la barrière de fission du noyau composé  $^{233}\text{Th}$ .

Abstract

The  $^{232}\text{Th}(n,f)$  cross section has been measured relative to that of  $^{235}\text{U}$  up to 5 MeV, with a neutron energy resolution of 3 keV at 1.6 MeV. The angular anisotropy of fission fragments has also been measured in the same energy range with an energy resolution of 6 keV at 1,6 MeV. The broad vibrational levels located above 1 MeV are resolved into sharp structures which are interpreted as rotational states. The rotational constants  $\hbar^2/2J$  of highly deformed  $^{233}\text{Th}$  are found to be 2.45 and 2.65 keV at 1.5 and 1.6 MeV respectively. Our results are interpreted by the possibility of a third minimum in the fission barrier.

Notre connaissance du phénomène de fission s'est enrichie ces dernières années, de passionnantes découvertes, comme l'effet de structure intermédiaire dans le domaine des résonances, les isomères de fission et les résonances "sub-barrières". On sait que la barrière de fission à deux bosses calculée suivant la prescription de Strutinsky [1] explique fort bien tous ces effets. Il est maintenant possible de calculer l'énergie potentielle du noyau au cours de sa déformation avec une précision de l'ordre du MeV, sauf pour les isotopes du thorium où les valeurs calculées du premier maximum et du deuxième minimum sont nettement plus basses (environ 3 MeV) que les valeurs expérimentales [2]. Ces isotopes du thorium présentent systématiquement des résonances "sub-barrières" [3] qui sont couramment interprétées comme étant des états vibrationnels dans le second puits de la barrière de fission. C'est en vue d'étudier cette anomalie, que nous avons mesuré la section efficace de fission de  $^{232}\text{Th}$  jusqu'à une énergie de neutrons de 5 MeV en utilisant l'accélérateur linéaire de 60 MeV de Saclay comme source pulsée de neutrons. Dans le but de rechercher des structures fines, cette expérience a été réalisée avec les meilleures conditions de résolution possibles : 3 keV à 1.6 MeV pour une base de temps de vol de 51,9 mètres.

Le détecteur utilisé était un scintillateur gazeux de grande capacité contenant 803 mg de  $^{232}\text{Th}$  sous forme de dépôts de  $\text{ThO}_2$  de 2 mg/cm<sup>2</sup> d'épaisseur. Simultanément, une cellule indépendante dans le scintillateur contenait un dépôt de  $^{235}\text{U}$  afin d'obtenir une normalisation de la section efficace par comparaison avec l'évaluation récente ENDFB-IV.

La fig. 1 montre la section efficace de fission entre 1,2 et 2 MeV. Pour la première fois, une structure fine composée de 4 résonances étroites nettement distinctes des fluctuations statistiques a pu être mise en évidence aux environs de 1,6 MeV. On remarque également trois pics aux énergies voisines de 1,4 et 1,7 MeV et quatre vers 1,5 MeV.

Une seconde mesure a été entreprise afin de déterminer l'anisotropie des fragments de fission dans cette même gamme d'énergie. A cet effet, une des cellules du scintillateur était équipée de grilles d'aluminium placées directement contre le dépôt de thorium. Le rôle de ces grilles était d'arrêter les fragments de fission émis à l'extérieur d'un angle de  $30^\circ$  par rapport à la direction du faisceau de neutrons incidents. Le rapport des taux de comptage mesurés simultanément avec et sans grilles permettait le calcul de l'anisotropie des fragments et donc la détermination de la valeur du nombre quantique  $K$ , projection du moment angulaire  $J$  du noyau composé sur l'axe de symétrie. Le coefficient de transmission des grilles est de  $1/32$ ; aussi, afin d'obtenir un taux de comptage significatif, cette expérience a été réalisée avec une base de vol de 22,4 mètres. La résolution en énergie est alors de 6 keV à 1,6 MeV. La fig. 2 montre l'anisotropie des fragments de fission en fonction de l'énergie des neutrons incidents. Les résultats sont en bon accord avec les distributions angulaires mesurées dans d'autres laboratoires [4, 5, 6]. On a également tracé sur la figure 2 la valeur calculée du rapport :

$$a(K, J) = \frac{\int_0^{30^\circ} W(K, J; \theta) \sin \theta d\theta}{\int_0^{90^\circ} W(K, J; \theta) \sin \theta d\theta}$$

où  $W(K, J; \theta)$  représente les distributions angulaires correspondant aux nombres quantiques  $K$  et  $J$ . Bien que, pour une énergie donnée, plusieurs valeurs de  $K$  contribuent à la section efficace, on remarque une prédominance de  $K = 1/2$  vers 1,4 et 1,7 MeV et de  $K = 3/2$  vers 1,5 et 1,6 MeV, mais la résolution expérimentale ne permet pas d'attribuer les valeurs de  $J$ . Néanmoins si les structures fines observées dans la section efficace sont dues à la présence de bandes de rotation, leurs énergies doivent obéir à la loi suivante :

$$\epsilon_o(J, K) = \epsilon_{ok} + \frac{\hbar^2}{2J} \left[ J(J+1) - K(K+1) + \delta_{K, J/2} (-1)^{J+1/2} (J+1/2) \right]$$

où  $a$  représente le paramètre de découplage pour  $K = 1/2$  et le moment d'inertie du noyau déformé.

Il est possible d'attribuer des valeurs de  $J$  qui vérifient cette relation pour les résonances qui ont une valeur de  $K$  égale à  $3/2$ . Pour celles où  $K = 1/2$ , l'introduction du paramètre de découplage introduit plusieurs solutions.

Le tableau suivant donne les énergies des structures fines obtenues par une analyse par moindres carrés de la section efficace de fission.

$\epsilon_0(J, K)$ (MeV)	1,415	1,429	1,444	1,504	1,517	1,534	1,556
$J$				$3/2$	$5/2$	$7/2$	$9/2$
$K$			$1/2$			$3/2$	
$\epsilon_0(J, K)$ (MeV)	1,579	1,592	1,611	1,636	1,711	1,724	1,748
$J$	$3/2$	$5/2$	$7/2$	$9/2$			
$K$			$3/2$			$1/2$	

L'intervalle d'énergie  $\Delta \epsilon(J)$  entre deux états consécutifs de la bande de rotation est proportionnel à  $(J + 1)$ .

$$\Delta \epsilon(J) = \frac{h^2}{2J} 2(J+1) \quad (\text{Pour } K \neq 1/2)$$

La fig. 3 montre que les groupes situés aux environs de 1,5 et 1,6 MeV obéissent bien à une loi linéaire en  $2(J+1)$  dont les coefficients  $\frac{h^2}{2J}$  sont respectivement 2,45 et 2,65 keV.

La largeur des structures observées, de l'ordre de 10 keV, indique que les niveaux correspondants sont très peu dilués. Ils doivent donc se trouver dans un puits peu profond. En introduisant des effets d'asymétrie de masse, Möller et Nix [2] ont montré que le deuxième point-selle était dédoublé en deux maximums séparés par un troisième minimum. Ils proposaient ce minimum, très peu profond, comme une solution simple de l'anomalie du thorium. Mais ceci n'explique pas l'existence de plusieurs bandes de rotation. On peut même se demander si le troisième puits est assez profond pour contenir un niveau quasi-lié. Il n'en reste pas moins que le deuxième point-selle, calculé pour le noyau pair-pair  $^{232}\text{Th}$  doit avoir un sommet assez plat. Pour obtenir la barrière de fission de  $^{233}\text{Th}$ , il faut ajouter à celle de  $^{232}\text{Th}$  la contribution du neutron célibataire, en imposant la conservation du spin et de la parité au cours de la déformation. Par jeu des croisements de niveaux à une particule de spin et parité déterminés, il ne semble pas impossible de créer, à la déformation du second point-selle, une succession de creux et de bosses, chacun des creux étant susceptible de piéger une bande de rotation. On a ainsi la possibilité d'observer plusieurs bandes de rotation avec des moments d'inertie légèrement différents. Cette tentative d'explication est confirmée par les valeurs trouvées pour le moment d'inertie,  $2J/\hbar^2 = 408 \text{ MeV}^{-1}$  pour le groupe à 1,5 MeV et  $2J/\hbar^2 = 377 \text{ MeV}^{-1}$  pour le groupe à 1,6 MeV en bon accord avec les calculs de Sobczewski et al. au second point-selle [7].

En conclusion, grâce à l'excellente résolution obtenue auprès de l'accélérateur linéaire de 60 MeV de Saclay, nous avons mis en évidence l'existence de bandes de rotation dans la section efficace de fission du  $^{232}\text{Th}$ . La largeur des structures observées ainsi que la valeur du moment d'inertie suggèrent la possibilité d'un troisième minimum dans la barrière de fission du noyau composé  $^{233}\text{Th}$ .

REFERENCES

- [1] V.M. STRUTINSKY,  
Nucl. Phys. A 95 (1967) 420 et A 122 (1968) 1.
- [2] P. MOLLER et al.,  
Proc. Symp. on Physics and Chemistry of Fission,  
Rochester, 1973, Vol. I, (IAEA, Vienna, 1973) p. 103.
- [3] B.B. BACK et al.,  
Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 1707.
- [4] S.B. ERMAGAMBETOV et al., Yad. Fiz. 11 (1970) 1164.  
Sov. J. Nucl. Phys. 11 (1970) 646.
- [5] R.W. LAMPERE et al.,  
Proc. Symp. on Physics and Chemistry of Fission  
Salzburg, 1965, Vol. I (IAEA, Vienna, 1965) p. 63.
- [6] S. LO NIGRO et al.,  
Nucl. Phys. A118(1968) 461.
- [7] A. SOBICZEWSKI et al.,  
Nucl. Phys. A 202 (1973) 274.

297

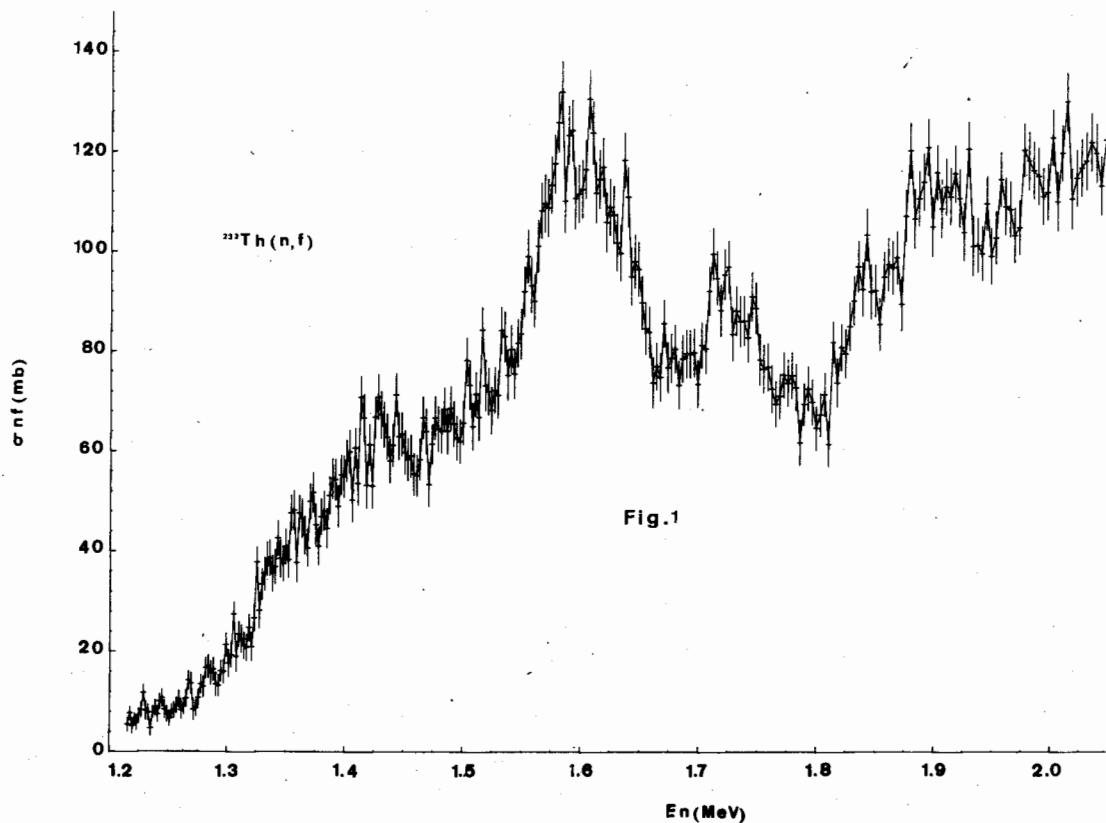


FIG. 1 Section efficace de la réaction  $^{232}\text{Th}(n,f)$

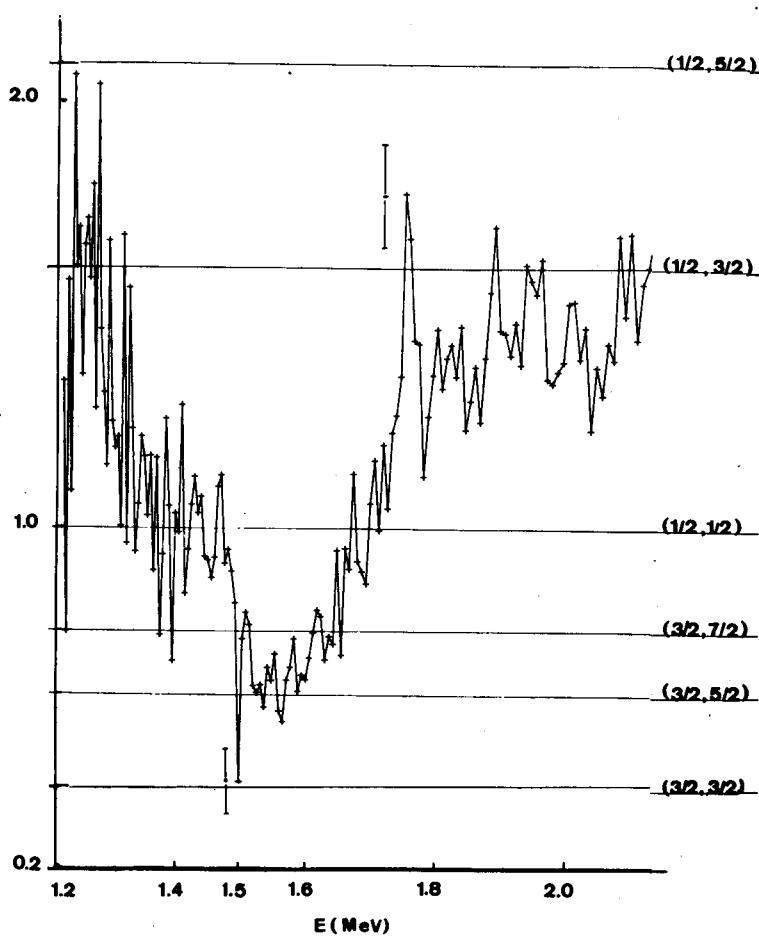


Fig. 2 Anisotropie des fragments de fission dans la réaction  $^{232}\text{Th}(n,f)$

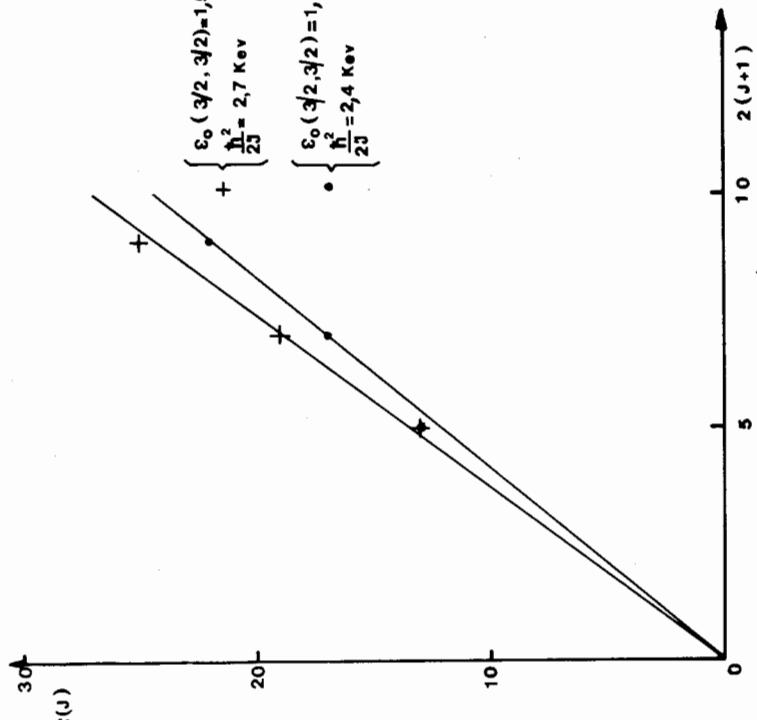


Fig. 3 Distribution des intervalles d'énergie  $\Delta\varepsilon(J)$  entre deux états consécutifs d'une bande de rotation en fonction de  $2(j+1)$ .

**ANALYSE DES EFFETS DYNAMIQUES DANS LA FISSION DE  $^{240}\text{Pu}$  A BASSE ENERGIE.**

**Y. PATIN, J. LACHKAR, J. SIGAUD.**

*Service de Physique Nucléaire  
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel  
B.P. n° 61, 92120 Montrouge, France*

**RESUME**

Nous avons analysé les résultats expérimentaux connus relatifs aux variations de l'énergie cinétique, de l'énergie d'excitation et des masses des fragments en fonction de l'énergie d'excitation du système fissionnant. Nous nous sommes particulièrement intéressés au cas de  $^{240}\text{Pu}$  pour lequel de nombreuses données ont été rapportées. L'ensemble des résultats tend à illustrer l'existence de deux modes de fission, le premier superfluide, le second caractérisé par un fort amortissement après la traversée de la barrière.

**ABSTRACT**

The variations of kinetic and excitation energies and fragment masses have been analyzed as a function of the fissioning nucleus excitation energy. Most interest has been taken in the fission of  $^{240}\text{Pu}$  where many experimental data have been reported. The results tend, in the whole, to illustrate the existence of two modes of fission; the first one is superfluid, the other is strongly damped in the last stage of the fission process .

## I/ INTRODUCTION

La fission est un phénomène complexe qui, à basse énergie particulièrement, ne semble pas encore totalement compris. Aussi, pour rendre compte des faits expérimentaux, on utilise généralement des modèles théoriques incomplets. C'est ainsi que, par exemple, la probabilité de fission sous le seuil est reliée à la pénétrabilité d'une barrière dont le nombre quantique  $K$  qui lui est associé est supposé fixe pendant tout le processus. Dans cette hypothèse, la probabilité de fission n'est définie que par la forme de la barrière aux faibles déformations. A l'opposé, les distributions finales des grandeurs qui définissent le type de fragmentation - les masses des fragments, leurs énergies cinétiques, leurs spins, leurs modes de désexcitation par émission de neutrons et de rayons  $\gamma$  - sont interprétées, le plus souvent, par l'évolution du système entre le point-selle et le point de scission en ignorant, pour l'essentiel, les premières étapes de la fission. Nous nous proposons de passer en revue les divers modèles qui décrivent ce mouvement et de les discuter à la lumière des résultats expérimentaux connus. Nous nous intéresserons, plus particulièrement, à l'importance des effets d'amortissement et à leurs relations possibles avec la nature des états initiaux du système fissionnant. Ces effets conduisent au transfert de l'énergie cinétique des degrés de liberté du mode de fission dans les autres degrés de liberté du noyau fissionnant [1]. Nous montrerons qu'une méthode, parmi les plus directes, pour les étudier consiste à analyser l'énergie cinétique totale des fragments en fonction de leur masse et de l'énergie d'excitation du système fissionnant [2,3]. Un petit nombre de mesures de cette nature a été publié à ce jour. Les plus complètes sont relatives à la fission de  $^{240}\text{Pu}$  à basse énergie parmi lesquelles celles entreprises dans ce laboratoire.

## II/ PRESENTATION DES MODELES THEORIQUES DECRIVANT LE PROCESSUS DE LA FISSION ENTRE LE POINT-SELLE ET LE POINT DE SCISSION.

Une des premières théories en date, celle de FONG [4], est basée sur l'hypothèse que le processus est, entre le point-selle et le point de scission, suffisamment lent pour que l'équilibre statistique s'établisse, en chaque point, entre tous les degrés de liberté du système.

.../...

La condition d'équilibre statistique au point de scission permet de calculer, en connaissant la densité des états quantiques du système, toutes les grandeurs caractérisant la fission et, parmi elles, les valeurs moyennes de l'énergie cinétique et de l'énergie d'excitation des fragments au point de scission. Les calculs de FONG montrent que, dans le cas de la fission de  $^{239}\text{Pu}$  induite par des neutrons thermiques, une part très faible de l'énergie libérée jusqu'à la scission - 0,5 MeV environ - se transforme en énergie cinétique. Ceci se comprend aisément puisqu'on est ramené à appliquer le principe d'équipartition de l'énergie à un système où les excitations des fragments ont beaucoup plus de degrés de liberté que le mouvement vers la fission.

Lorsque l'énergie d'excitation du système fissionnant augmente, l'énergie cinétique de translation reste, dans cette théorie, sensiblement constante ou s'accroît faiblement avec une pente positive évaluée à quelques pour cent.

Puisque cette théorie suppose que la fragmentation est entièrement définie au point de scission et qu'elle ignore les premières étapes de la descente du point-selle, les distributions finales pour la fission induite par neutrons thermiques et pour la fission spontanée sont très semblables.

L'influence des couches magiques à  $N = 82$  et  $Z = 50$  sur la rigidité du fragment lourd a été considérée. Elle permet de prédire un maximum de l'énergie cinétique totale pour les divisions donnant naissance à un fragment lourd de masse voisine de 132. Ainsi les variations de l'énergie cinétique et de l'énergie d'excitation des fragments avec leurs masses sont très voisines de celles calculées en considérant des configurations statiques des fragments au point de scission [5 - 7].

NOREMBERG [8] a proposé un modèle thermodynamique dans lequel il définit une hiérarchie des états entre le point-selle et le point de scission. Cette hiérarchie est basée sur un modèle de croisement de niveaux, voisin de celui déjà étudié par WILETS [9]. Les états du système sont classés suivant leurs excitations non collectives et les niveaux caractérisés par des excitations de quasi-particules différentes sont dans ce modèle peu couplés entre eux. Des groupements de niveaux appelés bandes de fission peuvent ainsi être définis entre le point-selle et le point de scission. Ces bandes de fission sont caractérisées par le nombre des quasi-particules au point-selle.

A l'intérieur d'une même bande de fission, les niveaux ont des excitations collectives différentes. Ils sont, dans ce modèle, fortement couplés entre eux ; ce couplage est traduit par l'hypothèse d'un équilibre statistique entre tous les degrés de liberté collectifs. Le mouvement vers la fission est ainsi fortement amorti dans les autres mouvements collectifs. Pour rendre compte du couplage faible entre les excitations de quasi-particules et les excitations collectives, NOREMBERG introduit des excitations de quasi-particules supplémentaires dont le nombre, petit, est supposé indépendant de l'énergie d'excitation du système. Ainsi, l'état fondamental et les états d'énergie d'excitation inférieure à la valeur de l'énergie d'appariement au point-selle ne se fissinent, en aucun cas, suivant un mode superfluide. Les hypothèses rappelées ci-dessus permettent de déduire certaines conclusions relatives aux deux composantes principales de l'énergie cinétique totale des fragments : l'énergie cinétique de pré-scission et l'énergie de répulsion coulombienne. En premier lieu, la condition de l'équilibre statistique entre tous les degrés de liberté collectifs a pour conséquence la faible valeur de l'énergie cinétique de pré-scission. Par ailleurs, la répulsion coulombienne des deux fragments est, en ne considérant que l'interaction monopole-monopole, inversement proportionnelle à la distance qui sépare, au point de scission, leurs centres de gravité. Cette distance est directement reliée à la déformabilité des fragments. Diverses hypothèses doivent être avancées pour relier cette déformabilité aux excitations de quasi-particules. NOREMBERG [10] admet que la déformabilité des fragments non magiques est sensiblement indépendante du nombre de quasi-particules. Par contre, celle des noyaux voisins de  $^{132}\text{Sn}$  doublement magique est supposée augmenter fortement avec le nombre de ces excitations. Ainsi ce modèle prévoit, pour la fission asymétrique donnant naissance à un fragment lourd de masse voisine de 132, une forte décroissance de l'énergie cinétique totale des fragments avec l'énergie d'excitation. Cette description n'est valable que pour des énergies d'excitation supérieures à l'énergie d'appariement au point-selle. Aux énergies plus faibles, l'énergie cinétique totale devrait croître lentement avec l'énergie d'excitation du système - la pente étant  $< 0,1$ . En outre, on devrait s'attendre aux mêmes effets de couches autour de la masse lourde 132 qu'à plus haute énergie d'excitation.

Dans le modèle de NIX, la dynamique de la fission est traitée dans le cadre de l'hydrodynamique classique . Les premiers calculs ont supposé l'analogie entre la fission et l'écoulement d'un fluide irrotationnel non visqueux [11] . Ils ont été étendus par la suite en incluant des termes de viscosité [12,13] .

Il importe d'abord de remarquer que le formalisme de l'hydrodynamique classique est incapable de décrire l'ensemble du mécanisme de la fission . C'est le cas, en particulier, des états situés au dessous de la barrière pour lesquels la description microscopique des premières étapes de ce processus - celles qui correspondent à des valeurs faibles du paramètre d'elongation - donne des valeurs des termes d'inertie beaucoup plus élevées que celles déterminées dans l'approximation classique [14] . Par contre, aux grandes déformations, c'est-à-dire au-delà du point-selle, les valeurs du tenseur de masse effective calculées à l'aide du modèle de ranking par LEDERGERBER et PAULI [14] sont voisines de celles d'un fluide irrotationnel. Cet accord tendrait à justifier les approximations classiques du modèle de NIX pour les grandes distorsions du système fissioneerant .

Les distributions des masses et des énergies cinétiques ont été calculées par intégration des équations classiques du mouvement entre le point-selle et le point de scission . La forme du noyau est, dans ce modèle, décrite par un petit nombre de coordonnées dont on suit l'évolution au cours du temps . L'hamiltonien classique du système se compose d'un terme d'énergie potentielle dérivé du modèle de la goutte liquide, d'un terme d'énergie cinétique et éventuellement d'un terme de dissipation . Au voisinage du point-selle, NIX suppose un équilibre statistique entre les divers modes collectifs : la fission, l'asymétrie de masse, la distorsion symétrique (streching), la distorsion asymétrique (sloshing), le pliage (bending) . Les degrés de liberté non collectifs du système sont ainsi ignorés .

Le système étant supposé sans vitesse initiale au point-selle, l'énergie cinétique et l'énergie de vibration au point de scission ont été calculées pour plusieurs valeurs du paramètre de fissilité . Il apparaît que l'énergie cinétique de pré-scission croît rapidement avec ce paramètre . Elle compense ainsi la diminution calculée de l'énergie de répulsion coulombienne lorsque la charge du noyau fissioneerant augmente . Les calculs montrent alors que, pour les noyaux fissiles, la valeur moyenne de l'énergie cinétique totale des fragments varie à peu près linéairement avec  $Z_F^2/A_F^{1/3}$  ( $Z_F$  et  $A_F$  étant respectivement la

charge et la masse du noyau fissionnant) .

L'influence de la viscosité a été étudiée et discutée . Pour une forte valeur de l'énergie dissipée, l'énergie cinétique de post-scission a été trouvée plus grande qu'en absence de dissipation [15] .

Le modèle de NIX prévoit, par ailleurs, que les énergies cinétiques calculées au point de scission et au-delà de ce point sont en première approximation, indépendantes de l'énergie d'excitation du système .

### III/ METHODE D'ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Considérons pour un système de masse  $A_p$  et l'énergie d'excitation  $E_{exc.A'}$  la fission conduisant à deux fragments primaires de masses respectives  $m_H^*$  et  $A_p - m_H^*$ ; désignons, en outre, par  $Q(m_H^*)$  le bilan de cette réaction . Le principe de conservation de l'énergie nous permet d'écrire que l'énergie totale libérée pendant la fission se répartit en énergie cinétique  $\bar{E}_K$  et en énergie d'excitation des fragments  $\bar{E}_X$  . Pour apprécier la quantité d'énergie dissipée entre le point-selle et le point de scission, il importeraient de connaître le partage entre les énergies moyennes de pré et de post-scission pour l'énergie cinétique et l'énergie d'excitation :

$$Q(m_H^*) + E_{exc.} = \bar{E}_K^{Pré} + \bar{E}_K^{Post} + \bar{E}_X^{Pré} + \bar{E}_X^{Post} .$$

On ces quantités ne peuvent être mesurées directement . Par contre, en nous référant aux modèles rappelées dans la partie II et en formulant diverses hypothèses sur l'importance des effets d'amortissement, nous pouvons déduire, de l'expérience, les variations de ces grandeurs avec l'énergie d'excitation du système fissionnant . En effet, si le processus de la fission est faiblement amorti, l'énergie d'excitation des fragments au point de scission,  $\bar{E}_X^{Pré}$ , reste constante lorsque  $E_{exc.}$  croît . Les configurations au point de scission restent inchangées et, ainsi, les énergies libérées après la scission,  $\bar{E}_K^{Post}$  et  $\bar{E}_X^{Post}$ , ne varient pas . Dans cette hypothèse, l'augmentation d'énergie du système se retrouve en énergie cinétique de pré-scission . Dans le cas contraire, si on suppose que le mouvement est fortement amorti, les fragments sont au voisinage du point de scission de plus en plus excités -  $\bar{E}_X^{Pré}$  grand - lorsque  $E_{exc.}$  croît . Leur rigidité peut, suivant leur masse, être plus ou moins diminuée .

On peut alors prévoir de forts effets de couches et des variations importantes des énergies libérées suivant le mode de fragmentation .

Une telle analyse peut être faite dans le cas du noyau fissionnant de  $^{240}\text{Pu}$  pour lequel la variation de l'énergie cinétique et de l'énergie d'excitation peut être étudiée à partir des mesures relatives à la fission spontanée de l'état fondamental [16] et de l'état isomérique [17] , à la fission induite par des neutrons [8-21] et à la fission induite par les réactions (d,p) [22-24] et ( $\alpha, \alpha'$ ) [25] .

Pour ce noyau, les hauteurs des barrières de fission interne et externe sont connues avec une précision de 200 keV environ :  $E_A = 5,8 \text{ MeV}$ ,  $E_B = 5,4 \text{ MeV}$  [26] ; en outre la valeur de l'énergie d'appariement au deuxième point-selle:  $2 \Delta_S = 1,6 \text{ MeV}$  a été évaluée par BRITT et HUIZENGAR [27] . Enfin, pour expliquer les résultats relatifs à  $\bar{E}_K$  et à  $\bar{E}_X$  nous ne pouvons retenir, pour ce noyau, l'explication proposée par ailleurs [29-31] pour la fission des noyaux légers de la région des actinides . Celle-ci est basée sur la contribution de deux composantes de la fission conduisant l'une à une fragmentation symétrique, l'autre à une fragmentation asymétrique . En effet, l'analyse de nos résultats expérimentaux [22] montre que la fission symétrique de  $^{240}\text{Pu}$  est négligeable jusqu'à  $E_{\text{exc.}} = 9,5 \text{ MeV}$  en accord avec plusieurs résultats antérieurs [21,32] .

#### IV/ PRESENTATION ET ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX.

$$1 - E_{\text{exc.}} > E_B + 2 \Delta_S .$$

Divers auteurs ont mesuré, pour la fission de  $^{240}\text{Pu}$  à basse énergie, la valeur moyenne (TKE) de l'énergie cinétique totale de l'ensemble des fragments primaires en fonction de  $E_{\text{exc.}}$  . Le noyau composé de  $^{240}\text{Pu}$  était dans ces diverses études, formé à partir des réactions (n,f) [2] ou (d,pf) [22-24] . Dans d'autres expériences le noyau fissionnant était excité par la diffusion inélastique de particules  $\alpha$  [25] . Dans l'ordre où elles sont mentionnées ces réactions correspondent à des valeurs de plus en plus grandes du moment angulaire déposé ou transféré . Ainsi l'analyse de l'ensemble de ces résultats permet d'étudier la fission des états de  $^{240}\text{Pu}$  de spin variant entre 0 et 10 environ [33] .

Pour des énergies d'excitations supérieures à 7 MeV ( $\sim E_B + 2 \Delta_S$ ) où les excitations de quasi-particules au point-selle sont énergétiquement possibles, une variation linéaire de  $\overline{TKE}$  avec  $E_{exc.}$  a été observé. A titre d'illustration nous donnons dans la figure 1A quelques unes des données que nous commenterons dans ce texte. Les droites qui décrivent au mieux la dépendance de  $\overline{TKE}$  avec  $E_{exc.}$  ont toutes des pentes négatives. Ces valeurs sont rassemblées dans la deuxième colonne du tableau I avec celles rapportées pour d'autres noyaux. La comparaison des valeurs relatives à  $^{240}\text{Pu}$  semblent montrer que la décroissance de  $\overline{TKE}$  avec  $E_{exc.}$  est d'autant plus forte que le moment angulaire total du noyau composé est élevé.

Dans la même gamme d'énergie d'excitation, de nombreuses mesures permettent d'étudier, au moyen de la réaction (n,f), la variation du nombre moyen de neutrons prompts  $\bar{\nu}_p$  avec  $E_{exc.}$  [19,20]. Cette variation est donnée dans la figure 1B. Elle peut être représentée par une droite dont la pente est :  $d\bar{\nu}_p/dE_{exc.} = 0,134 \text{ n/MeV}$  (colonne 2 du tableau I).

En supposant que la distribution finale des fragments reste inchangée lorsque l'énergie d'excitation varie, le principe de conservation de l'énergie de fission permet de relier les variations de  $\overline{TKE}$  et de  $\bar{\nu}_p$ .

$$\Delta E_{exc.} = \Delta \overline{TKE} + \Delta \bar{\nu}_p (\bar{E}_n + \bar{\eta}) + \Delta \bar{E}_{\gamma T}$$

$\bar{E}_n$  est la valeur moyenne de l'énergie de liaison d'un neutron émis par un des fragments,  $\bar{\eta}$  son énergie cinétique moyenne et  $\bar{E}_{\gamma T}$  la valeur moyenne de l'énergie totale de désexcitation  $\gamma$ . On peut admettre que l'accroissement de  $\bar{E}_{\gamma T}$  est proportionnel à celui de  $\bar{\nu}_p$  [34]. Nous sommes ainsi conduits à la relation :

$$\frac{d \overline{TKE}}{d E_{exc.}} = 1 - \frac{d \bar{\nu}_p}{d E_{exc.}} (\bar{E}_n + \bar{\eta} + \bar{b})$$

$$\text{où } \bar{b} = d E_{\gamma T} / d \bar{\nu}_p \sim 0,7 \text{ MeV/n.}$$

Les mesures de  $\overline{TKE}$  et de  $\bar{\nu}_p$  relatives à la réaction  $^{239}\text{Pu}(n,f)$  conduisent à une valeur de  $\bar{E}_n$  peu différente de 7,7 MeV. Cette forte valeur laisserait supposer que les distributions des énergies cinétiques et des énergies d'excitation varient avec  $E_{exc.}$ . Nous avons cherché à préciser ce phénomène en analysant, à l'aide de la réaction  $^{239}\text{Pu}(d,pf)$  et pour diverses tranches de

masses  $m_H^*$  du fragment lourd primaire, la variation de  $\bar{E}_K$  avec  $E_{exc}$ . Pour sept tranches de masses, l'énergie  $\bar{E}_K$  varie linéairement entre 4,75 et 9,5 MeV avec  $E_{exc}$ . La pente d  $\bar{E}_K$  / d  $E_{exc}$  des droites correspondantes est portée dans la figure 2a . La pente est faible pour la fission presque symétrique ou pour la fission très asymétrique ( d  $\bar{E}_K$  / d  $E_{exc}$  ~ 0,10). Au contraire, elle est forte ( d  $\bar{E}_K$  / d  $E_{exc}$  ~ 0,50) lorsque la fission donne naissance à un fragment lourd de masse comprise entre 130 et 142 c'est-à-dire pour des noyaux peu déformés dans leur état fondamental . De tels effets de couches ne semblent pas apparaître aussi clairement dans les mesures de MILTON et al. [24] où la pente relative à la fission symétrique est trop grande . Par contre, une telle variation a été observée pour la fission de  $^{228}Ac$ , de  $^{234}Np$ ,  $^{236}Np$  et  $^{239}Np$  [31,35] .

La variation de  $\bar{E}_K(m_H^*)$  avec  $E_{exc}$  permet de prévoir une variation corrélée de  $\bar{v}_p(m_H^*)$  avec  $E_{exc}$ . De telles mesures ne semblent pas avoir été rapportées dans le cas de  $^{240}Pu$  . Cependant BURNETT et al. [36] ont déduit de leurs mesures simultanées de temps de vol et d'énergie cinétique des fragments la variation de  $\bar{v}_p$  avec  $m_H^*$  dans le cas de la réaction  $^{233}U(p,f)$  à  $E_p = 8,5$  et 13 MeV . Ils ont observé une disparition progressive de la forme en dent de scie de  $\bar{v}_p(m_H^*)$  lorsque  $E_{exc}$  augmente . Ces mesures font apparaître, en particulier, une forte augmentation du nombre de neutrons émis par les fragments de masse  $m_H^* \sim 130$  . Ces résultats sont, qualitativement, en accord avec ceux observés pour la variation de  $\bar{E}_K(m_H^*)$  avec  $E_{exc}$ .

Pour compléter cette étude, nous avons analysé la variation de la valeur moyenne de la masse du fragment lourd primaire  $\langle m_H^* \rangle$  en fonction de l'énergie d'excitation de  $^{240}Pu$  (fig. 3). Nos mesures ont montré que, dans le cas de la réaction  $^{239}Pu(d,pf)$ , la masse du fragment lourd primaire reste sensiblement constante et égale, pour  $4,75 \text{ MeV} < E_{exc} < 9,5 \text{ MeV}$ , à celle rapportée par NEILER et al. [18] pour la réaction  $^{239}Pu(n,f)$  . Nous pouvons ainsi supposer que, dans cette gamme d'énergie, les chemins de fission doivent être voisins entre eux au près du point de scission .

Nous avons analysé les grandeurs caractéristiques de la fission de  $^{240}Pu$  dans la gamme d'énergie où les excitations de quasi-particules au point-selle sont énergétiquement possibles . Les résultats expérimentaux considérés semblent en bon accord avec les prévisions des modèles qui supposent une énergie cinétique de pré-scission faible tels ceux proposés par NOREMBERG et par FONG .

Les variations de  $\bar{E}_K$  et de  $\bar{v}_p$  avec  $E_{exc.}$  peuvent, par référence à ces modèles, être interprétés par une diminution de la rigidité des fragments lourds voisins des couches magiques  $N = 82$  et  $Z = 50$  lorsque l'énergie d'excitation du système fisszionnant augmente. Les configurations au point de scission correspondant à de telles fragmentations entraînent une énergie de répulsion coulombienne plus faible et une énergie de déformation plus grande lorsque  $E_{exc.}$  croît.

$$2 - E_B \leq E_{exc.} \leq E_B + 2 \Delta_S .$$

Au dessous d'une énergie d'excitation voisine de  $E_B + 2 \Delta_S$  (7 MeV environ pour  $^{240}\text{Pu}$ ), il n'est plus possible de supposer des excitations de quasi-particules au second point-selle. Or les variations de  $\bar{TKE}$ ,  $\bar{E}_K$ ,  $\bar{v}_p$  et de  $\langle m_H^* \rangle$  avec  $E_{exc.}$ , observées dans le cas de  $^{240}\text{Pu}$ , ne présentent aucune discontinuité autour de 7 MeV [22]. En outre, de telles discontinuités ne semblent apparaître dans la variation de  $\bar{TKE}$  avec  $E_{exc.}$  dans le cas de la fission de  $^{236}\text{U}$  [23] ni dans la variation de  $\bar{v}_p$  avec  $E_{exc.}$  pour de nombreux noyaux fisszionnant pairs-pairs [19]. Ces résultats expérimentaux sont en profond désaccord avec les prévisions du modèle de NOREMBERG présentées ci-dessus (§ II). On est ainsi amené à penser que le nombre de quasi-particules au point-selle ne définit pas complètement le système fisszionnant et que ce nombre n'est pas conservé tout le long du chemin de fission. En supposant que l'énergie cinétique de pré-scission reste faible, il faudrait admettre que des excitations de quasi-particules pourraient être créées après la traversée de la barrière. On serait ainsi conduit, dans ce cas, à un processus visqueux dans lequel le couplage du mode de fission aux degrés de liberté autres que collectifs serait important. C'est un processus voisin de celui décrit par FONG qui ainsi rendrait compte du mécanisme de la fission au dessus du seuil.

### 3 - Fission spontanée de l'état fondamental .

Pour des énergies d'excitation du système supérieures à la barrière de fission, les variations de  $\bar{TKE}$  et de  $\bar{v}_p$  avec  $E_{exc.}$  peuvent être représentées par des droites. L'extrapolation de ces droites jusqu'à  $E_{exc.} = 0$  donne, pour la fission spontanée, des valeurs  $(\bar{TKE})_{ext.}$  et  $(\bar{v}_p)_{ext.}$  qui ont été comparées aux données expérimentales .

.../...

Dans le cas de  $^{240}\text{Pu}$ , les valeurs de  $\overline{\text{TKE}}_{\text{ext.}}$  déduites des mesures relatives aux réactions  $(n,f)$  et  $(d,pf)$  sont respectivement égales à 180,3 MeV et 180,7 MeV. Elles sont supérieures de 4 MeV environ à celle mesurée par DERUYTTER et WEGENER-PENNING [16] :  $176,8 \pm 0,14$  MeV. De même la valeur extrapolée de  $\bar{v}_p$  est voisine de 1,98. Elle est nettement inférieure à celle mesurée :  $2,15 \pm 0,06$ . Même en tenant compte des incertitudes expérimentales, il n'est pas possible de rendre les données mesurées et extrapolées compatibles entre elles.

Les effets décrits ci-dessus ont déjà été observés dans le cas d'autres noyaux [2,3,37,38]. En premier lieu, les valeurs de  $\bar{v}_p$  extrapolées pour  $^{236}\text{U}$  et  $^{242}\text{Pu}$  sont plus faibles de 0,15 neutron environ que celles mesurées pour la fission spontanée [19,20]. Ainsi pour :

$$^{236}\text{U} \quad (\bar{v}_p)_{\text{ext.}} = 1,704 \quad (\bar{v}_p)_{\text{f.s.}} = 1,90 \pm 0,05$$

$$^{242}\text{Pu} \quad (\bar{v}_p)_{\text{ext.}} = 2,016 \quad (\bar{v}_p)_{\text{f.s.}} = 2,151 \pm 0,06$$

En second lieu, les valeurs de  $\overline{\text{TKE}}$  mesurées pour la fission spontanée de  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$ ,  $^{246}\text{Cm}$  et  $^{250}\text{Cf}$  ont été trouvées notablement plus basses que celles relatives à la fission induite par des neutrons thermiques [16, 39, 40, 41].

Ces mesures confirment le fait que la fission de l'état fondamental ne procède pas du même mécanisme que celle des états d'énergie d'excitation supérieure à la hauteur de la barrière de fission.

Les écarts observés dans le cas de  $^{240}\text{Pu}$  pour  $\bar{v}_p$  et  $\overline{\text{TKE}}$  sont qualitativement concordants mais les valeurs numériques permettent difficilement de vérifier la conservation de l'énergie de fission dans l'hypothèse où la distribution des masses reste inchangée. Or les mesures de DERUYTTER et de WEGENER-PENNING [16] ont levé cette contradiction apparente. En effet elles prouvent que la valeur de  $\langle m^* \rangle$  pour la fission spontanée est inférieure de 1 UMA à celle relative à la fission induite dans  $^{239}\text{Pu}$  par des neutrons thermiques, cette dernière étant très voisine de celle que nous avons mesurée pour 4,75 MeV <  $E_{\text{exc.}}$  < 9,5 MeV.

Nous pouvons en conclure que les chemins dynamiques pour la fission de l'état fondamental et pour celle des états d'énergie d'excitation supérieure à  $E_B$  sont différents puisqu'ils conduisent à des distributions des masses différentes et à des répartitions différentes des énergies libérées après la scission .

$$4 - E_{\text{exc.}} \lesssim E_B$$

Pour préciser le mécanisme de la fission sous le seuil, nous avons analysé les caractéristiques de la fission des états liés dans le deuxième puits de la barrière de fission : l'état isomérique et les états vibrationnels .

Les mesures de  $\overline{\text{TKE}}$ ,  $E_K(m^*)$  et de  $\langle m_H^* \rangle$  ont été rapportées par WEBER et al. [7] pour la fission isomérique de  $^{240}\text{Pu}$  dont l'énergie d'excitation est voisine de 2,35 MeV . La valeur de  $\overline{\text{TKE}}$  pour cet état est plus élevée de  $2,7^{+1,6}_{-0,8}$  MeV que celle relative à la fission spontanée [16] (fig. 1A) . En outre, les valeurs moyennes mesurées de la masse du fragment lourd primaire sont, pour ces deux états, égales dans la limite des incertitudes expérimentales (fig. 3) .

Nous avons aussi étudié la région des résonances sous le seuil de la fission de  $^{240}\text{Pu}$  à partir de la réaction  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$  . Pour  $E_{\text{exc.}}$  comprise entre 4,75 MeV et le seuil de fission, les données relatives à  $\overline{\text{TKE}}$ ,  $E_K$  et  $\langle m_H^* \rangle$  présentent les mêmes variations avec  $E_{\text{exc.}}$  qu'aux énergies d'excitation supérieures . Il est à signaler que dans cette plage d'énergie la probabilité de fission présente, autour de 5 MeV, un maximum large associé à la présence d'un état vibrationnel ( $K'' = 0^+$ ) du deuxième puits fortement couplé aux états composés de classe II voisins [28] . On serait conduit à penser que la nature et l'importance de ce couplage est responsable de l'amortissement du mouvement vers la fission .

.../...

### III

Nos mesures ont fait apparaître, en outre, autour de 4,65 MeV, un épaulement dans la section efficace ( $d, \rho_f$ ) pour des fragments émis à  $\theta = 90^\circ$  par rapport à la direction de recul du noyau de  $^{240}\text{Pu}$ . Il lui correspond un maximum de l'anisotropie d'émission des fragments. La faible largeur de ce pic (200 keV environ) justifie l'hypothèse de la contribution prédominante d'un état vibrationnel peu couplé aux états composés de classe II. La forte valeur de l'anisotropie rend probable l'attribution de  $K = 0$  pour cet état.

Nous avons concentré notre étude sur cet état et avons mesuré, dans une plage de 200 keV autour de 4,65 MeV, la valeur de  $\bar{TKE}$  pour les fragments émis à  $\theta = 0^\circ$ . La valeur trouvée présente une brusque augmentation par rapport aux valeurs voisines. Elle se trouve alignée avec les données rapportées pour la fission spontanée de l'état fondamental et de l'isomère de forme sur une droite de pente  $d(\bar{TKE} / d E_{\text{exc.}}) = + 0,95 \pm 0,09$ . En complément pour 5 groupes de valeurs de  $m_H^*$  nous avons déterminé les pentes ( $d \bar{E}_K / d E_{\text{exc.}}$ ) des droites qui décrivent au mieux la variation de  $\bar{E}_K$  pour la fission de ces trois états. La valeur de la pente reste constante et voisine de + 1 (fig. 2b). Il importe de souligner que ce traitement utilise des données obtenues dans des conditions expérimentales différentes qui pourraient être la cause de grandes imprécisions. Ces résultats tendent à montrer que les configurations au point de scission sont pour ces trois états très voisines. Ceci est confirmé par le fait qu'à  $E_{\text{exc.}} = 4,65$  MeV la valeur de  $\langle m_H^* \rangle$  est très voisine de celle obtenue pour l'état fondamental et de l'état isomérique.

Les résultats expérimentaux décrits ci-dessus sont relatifs à trois états de  $^{240}\text{Pu}$  dont l'énergie d'excitation est inférieure à  $E_B$  et qui présentent, tous trois, un caractère collectif peu ou pas couplé aux excitations intrinsèques du noyau. Ils suivent, au cours du processus de fission des états dynamiques voisins jusqu'au point de scission. Pour ces trois états, l'énergie d'excitation se retrouve essentiellement sous la forme d'une augmentation de l'énergie cinétique  $\bar{E}_K$  pour tous les types de fragmentation. De ce fait, une part faible sinon nulle de  $E_{\text{exc.}}$  est dissipée en énergie d'excitation des fragments. Il semble que ces résultats soient l'illustration d'un mode de fission à faible amortissement. Ce couplage du mode de fission aux autres modes collectifs considéré par NIX semble même être faible [1]. Les résultats expérimentaux sont en accord avec l'hypothèse d'un mode superfluide proposé par SWIATECKI et BJØRNHOLM [1]. Dans ce mode, les nucléons restent couplés par la force d'appariement jusqu'à la scission.

Les caractéristiques de la fission, à l'exception de l'énergie cinétique totale sont alors indépendantes de l'énergie d'excitation du système qui se retrouve essentiellement sous forme d'énergie cinétique de pré-scission . Cette dernière vient s'ajouter à la répulsion coulombienne qui reste inchangée pour donner une énergie cinétique totale  $TKE$  qui croît de la même quantité que  $E_{exc.}$

V/ CONCLUSION.

L'ensemble des résultats expérimentaux rassemblés ici et principalement ceux qui sont relatifs à la fission de  $^{240}\text{Pu}$  à basse énergie, semble illustrer l'existence de deux processus de fission déjà envisagée par SWIATECKI et BJØRNHOLM [1] . Dans cette hypothèse, l'un de ces modes, superfluide, est caractérisé par un faible amortissement du mode de fission dans les degrés de liberté autres que collectifs . Dans l'autre processus, la superfluidité est détruite par la nature des états excités au moins dans la dernière étape de la fission dans laquelle la viscosité joue probablement un rôle important .

REFERENCES

- [ 1 ] - W.J. SWIATECKI et S. BJØRNHOLM, Phys. Rep. C4 (1972) 325 .
- [ 2 ] - J. LACHKAR, Y. PATIN et J. SIGAUD, Journ. de Phys. Lett. 36 (1975)  
L-79-, Journées d'Etudes de la Fission (Cadarache, France 1974) .
- [ 3 ] - A. MICHAUDON, Neutr. Cross Section and Technology, Washington, USA,  
(Mars 1975) .
- [ 4 ] - P. FONG, Rev. Mod. Phys., à paraître et Phys. Rev. Lett. 11 (1963) 375 .
- [ 5 ] - F. DICKMANN et K. DIETRICH, Nucl. Phys. A129 (1969) 241 .
- [ 6 ] - B.D. WILKINS et E.P. STEINBERG, Phys. Lett. 42B (1972) 141 .
- [ 7 ] - H. SCHULTHEIS et R. SCHULTHEIS, Nucl. Phys. A215 (1973) 329 .
- [ 8 ] - W. NOREMBERG, Compte-rendu 3<sup>rd</sup> Symp. Phys. and Chim. of Fission,  
Rochester, USA, (1973) IAEA/SM-172/24 .
- [ 9 ] - L. WILETS, Theories of Nuclear Fission, Clarendon Press, Oxford (1964)  
p. 71 .
- [ 10 ] - W. NOREMBERG, Compte-rendu 2<sup>nd</sup> Symp. on Phys. and Chem. of Fission,  
Vienne, Autriche, (1969), p. 51 .
- [ 11 ] - J.R. NIX, Nucl. Phys. A130 (1969) 241 .
- [ 12 ] - A.J. SIERK et J.R. NIX, Compte-rendu 3<sup>rd</sup> Symp. on Phys. and Chem. of  
Fission, Rochester, USA, (1973) IAEA/SM-174/74 .
- [ 13 ] - R. WIECZOREK, R.W. MASSE et G. SUSSMANN, Compte-rendu 3<sup>rd</sup> Symp. on Phys.  
and Chem. of Fission, Rochester, USA, (1973), IAEA/SM-174/02 .
- [ 14 ] - T. LEDERGERBER et M.C. PAULI, Nucl. Phys. A207 (1973) 1 .
- [ 15 ] - K.T.R. DAVIES, S.E. KOONIN, J.R. NIX et A.J. SIERK, Int. Workshop III  
on Gross properties of Nuclei and Nucl. Excitations, Hirschegg (Austria),  
(1975) .
- [ 16 ] - A. DERUYTTER et G. WEGENER-PENNING, Compte-rendu 3<sup>rd</sup> Symp. Phys. and  
Chem. of Fission, Rochester, USA, (1973), IAEA/SM (1973) 174/35 .
- [ 17 ] - J. WEBER, H.J. SPECHT, E. KONECNY et D. HEUNEMAN, Nucl. Phys. A221,  
(1974) 414 .

- [18] - J.H. NEILER, F.J. WALTER et H.W. SCHMITT, Phys. Rev. 149 (1966) 894 .
- [19] - F. MANERO et V.A. KONSHIN, Atom. Energy Rev. 10 (1972) 637 .
- [20] - M. SOLEILHAC, J. FREHAUT, J. GAURLAU et G. MOSINSKI, Nucl. data for Reactors, Helsinki, (1970), IAEA Vienne 2 (1970) 145 .
- [21] - N.I. AKIMOV, V.G. VOROB'EVA, V.N. KABENIN, N.P. KOLOSOV, B.D. KUZ'MINOV, A.I. SERGACHEV, L.D. SMIRENKINA, M.Z. TARASKO; Sov. J. Nucl. Phys. 13 (1971) 272 .
- [22] - J. LACHKAR, Y. PATIN, J. SIGAUD, J. CHARDINE et C. HUMEAU, Rapport CEA à paraître et Int. Symp. on Neutron induced Reactors, Smolenice (1974) et Neutronaya Fizika 3 (1974) 177 .
- [23] - H.J. SPECHT, J.S. FRASER et J.C.D. MILTON, Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 1187 .
- [24] - J.C.D. MILTON, J.S. FRASER et H.J. SPECHT, Conf. Aix-en-Provence, Vol. II (1972) 17 .
- [25] - J. UNIK, résultats non publiés .
- [26] - B.B. BACK, O. HANSEN, H.C. BRITT et J.D. GARRETT, Compte-rendu <sup>3<sup>rd</sup> Symp. on Phys. and Chem. of Fission, Rochester, USA, (1973), IAEA/SM - 174/27 .</sup>
- [27] - H.C. BRITT et J.R. HUIZENGA, Phys. Rev. C9 (1974) 435 .
- [28] - H.C. BRITT, F.A. RICKET et W.S. HALL, Phys. Rev. 175 (1968) 1525 .
- [29] - A. TURKEVICH et J.B. WIDAY, Phys. Rev. 84 (1951) 52 .
- [30] - E. KONECNY et H.W. SCHMITT, Phys. Rev. 172 (1968) 1213 .
- [31] - E. KONECNY, H.J. SPECHT et J. WEBER, Phys. Lett. 45B (1973) 329 .
- [32] - J.G. CUNINGHAM, K. PRITZE, J.E. LYNN et R.C.B. WEBSTE, Nucl. Phys. 84 (1966) 49 .
- [33] - H.C. BRITT et F. PLASIL, Phys. Rev. 144 (1966) 1046 .
- [34] - H. NIFENECKER, communication privée .
- [35] - R.L. FERGUSON, F. PLASIL, F. PLEASONTON, S.C. BURNETT et H.W. SCHMITT, Phys. Rev. C7 (1973) 2510 .

- [36] - S.C. BURNETT, R.L. FERGUSON, F. PLASIL et H.W. SCHMITT, Phys. Rev. C3 (1971) 2034 .
- [37] - V.N. OKOLOVICH et G.N. SMIRENKO, Sov. Phys. J.E.T.P. 16 (1963) 1313 .
- [38] - H. CONDE, J. HANSEN et M. HOLMBERG, J. Nucl. Energy 22 (1968) 53 .
- [39] - H.W. SCHMITT, J. H. NEILER et F.J. WALTER, Phys. Rev. 141 (1966) 1146 .
- [40] - A.B. SMITH, P.R. FIELDS et A.M. FRIEDMAN, Phys. Rev. 106 (1957) 779 .
- [41] - J.P. UNIK, J.E. GINDLER, L.E. GLEDENIN, K.F. FLYNN, A.GORSKI, et R.J. SJOBLOM, Compte-rendu 3<sup>rd</sup> Symp. on Phys. and Chem. of Fission, Rochester, USA, (1973), Vol. II, p. 51 .
- [42] - W. HOLUBARSCH, E.PFEIFFER et F. GONNENWEIN, Nucl. Phys. A171 (1971) 631.
- [43] - P.P. D'YACHENKO, B.D. KUZ'MINOV et M.Z. TARASKO, Sov. Journ. Nucl. Phys. 8 (1969) 165 .
- [44] - V.G. VOROB'EVA, B.D. KUZ'MINOV, A.I. SERGACHEV et M.Z. TARASKO, Sov. Journ. Nucl. Phys. 9 (1969) 175 .

TABLEAU 1

Système fissionnant	$d(\overline{TKE}) / d E_{exc.}$	$d \bar{v}_p / d E_{exc.}$ [19,20]
$A_F < 226$	$>_v 0$ [31,35]	-
$^{233}_{\text{Th}}$	$>_v 0$ [42]	0,149
$^{234}_{\text{U}}$	0	0,127
$^{236}_{\text{U}}$	- 0,1 [43]  $- 0,34 \pm 0,04$ [23]	0,117
$^{237}_{\text{U}}$	-	0,131
$^{239}_{\text{U}}$	$- 0,23 \pm 0,02$ [44]	0,104
$^{240}_{\text{Pu}}$	- 0,35 ± 0,05 ( $\alpha, f$ ) [21] - 0,42 ± 0,03 ( $d, p f$ ) ( $\theta = 90^\circ$ ) [2,22] - 0,45 ± 0,04 ( $d, p f$ ) ( $\theta = 90^\circ$ ) [2,22] - 0,54 ± 0,04 ( $d, p f$ ) ( $\theta = 90^\circ$ ) [24] - 1,1 ± 0,1 ( $\alpha, \alpha' f$ ) ( $\theta = 0^\circ$ ) [25]	0,134
$^{242}_{\text{Pu}}$	-	0,143

Valeurs des pentes  $d(\overline{TKE}) / d E_{exc.}$  et  $d \bar{v}_p / d E_{exc.}$  rapportées  
pour certains systèmes fissionnant.

### LEGENDE DES FIGURES

FIGURE 1 : A - Variation de la valeur moyenne  $\overline{\text{TKE}}$  de l'énergie cinétique totale des fragments primaires de la fission de  $^{240}\text{Pu}$  en fonction de l'énergie d'excitation  $E_{\text{exc.}}$  du noyau fissioneerant . Les résultats obtenus dans ce travail sont portés sous la forme de cercles blancs (a - échelle de gauche) pour les fragments émis à  $0 = 0^\circ$  et sous la forme de cercles noirs (b - échelle de droite) pour ceux qui sont émis à  $0 = 90^\circ$  . Pour plus de clarté, la courbe b, qui serait pratiquement confondue avec la courbe a, a été décalée de 2 MeV vers le bas . Chaque point représente la moyenne des résultats expérimentaux sur une petite tranche d'énergie portée en abscisse . L'énergie  $S_n$  de séparation du neutron dans  $^{240}\text{Pu}$  est également portée sur cet axe .

D'autres résultats expérimentaux sont protés sur cette figure (échelle de gauche : V - fission spontanée : F.S. [16], - iso- mère de fission : I.F. [17] , V-X- fission induite dans  $^{239}\text{Pu}$  par des neutrons thermiques [16,18] .

Les droites en trait plein représentent la variation moyenne de  $\overline{\text{TKE}}$  en fonction de  $E_{\text{exc.}}$  pour des zones différentes discutées dans le texte .

B - Nombre moyen  $\bar{v}_p$  de neutrons prompts par fission émis dans la fission spontanée de  $^{240}\text{Pu}$  et dans la réaction  $^{239}\text{Pu}(n,f)$  en fonction de l'énergie d'excitation de  $^{240}\text{Pu}$  [19-20] .

La droite en trait plein représente la variation moyenne de  $\bar{v}_p$  en fonction de  $E_{\text{exc.}}$  au dessus de  $S_n$ . Cette droite est extrapolée en dessous de  $S_n$  (traits pointillés) pour aboutir à une valeur de  $\bar{v}_p$  inférieure à la valeur mesurée pour la fission spontanée ( $E_{\text{exc.}} = 0$ ) . La droite horizontale en traits mixtes (- - ) illustre la variation de  $\bar{v}_p$  à basse énergie telle qu'elle serait obtenue avec le modèle superfluide et en accord avec nos résultats de  $\overline{\text{TKE}}$  (fig. 1A) .

FIGURE 2 :

Variation de la quantité  $d\bar{E}_K/dE_{exc.}$  en fonction de la masse  $\langle m_H^* \rangle$  du fragment lourd primaire. Chaque point est la moyenne des résultats sur une tranche de valeurs de  $\langle m_H^* \rangle$  portée en abscisse. La quantité  $d\bar{E}_K/dE_{exc.}$  est obtenue en supposant une variation linéaire de  $\bar{E}_K$  en fonction de  $E_{exc.}$  pour les gammes de  $E_{exc.}$  et de  $\langle m_H^* \rangle$  considérées.

Nos résultats relatifs à la réaction  $^{239}\text{Pu}(d,pf)$  entre 4,75 et 9,5 MeV sont portés en a sous la forme de cercles blancs (à  $0 = 0^\circ$ ) et noirs (à  $0 = 90^\circ$ ). Les triangles noirs représentent les données de MILTON et al. [24] enregistrées à partir de la réaction (d,pf) à  $0 = 90^\circ$  mais dans des conditions expérimentales sensiblement différentes.

Les résultats relatifs à l'état fondamental [16], à l'état isomérique [17] et à l'état  $^{239}\text{Pu}(d,pf)$  à 4,65 MeV et  $0 = 0^\circ$  (ce travail) sont portés en b. La droite en traits mixtes (- -) montre que toutes ces données sont compatibles avec  $d\bar{E}_K/dE_{exc.} = +1$ .

FIGURE 3 :

Variation de la valeur moyenne de la masse du fragment lourd primaire  $\langle m_H^* \rangle$  avec l'énergie d'excitation  $E_{exc.}$  de  $^{240}\text{Pu}$ . Les mêmes notations que celles de la fig. 1 sont adoptées. Pour l'isomère de fission nous avons porté, outre la valeur de  $\langle m_H^* \rangle$ , celle de  $(240 - \langle m_H^* \rangle)$  rapportées dans [17]. Pour plus de clarté, la courbe b a été translatée de 3 UMA. Les droites horizontales tracées sur la figure ont pour ordonnées la valeur de  $\langle m_H^* \rangle$  pour la fission spontanée [16] (de 0 à 4,75 MeV) et pour la fission induite par neutrons thermiques [18] (de 4,5 à 9,5 MeV).

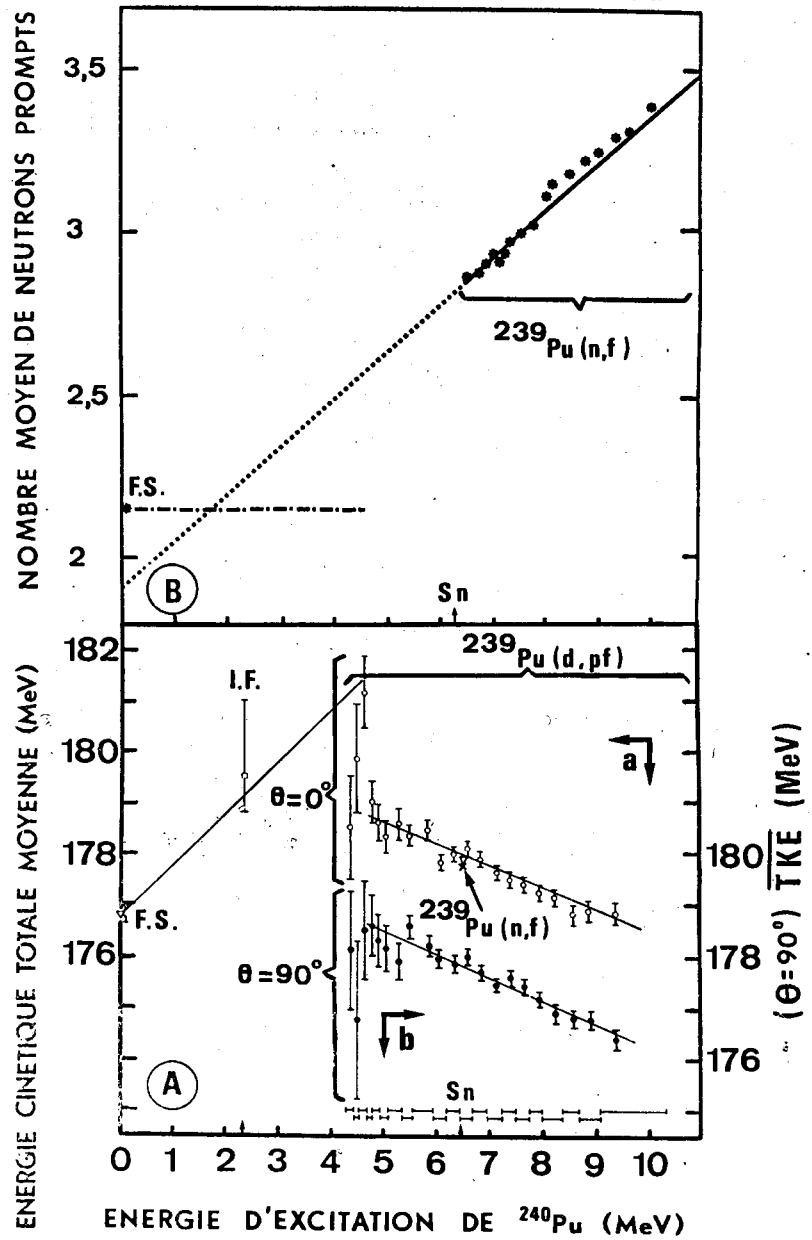


FIGURE I 320

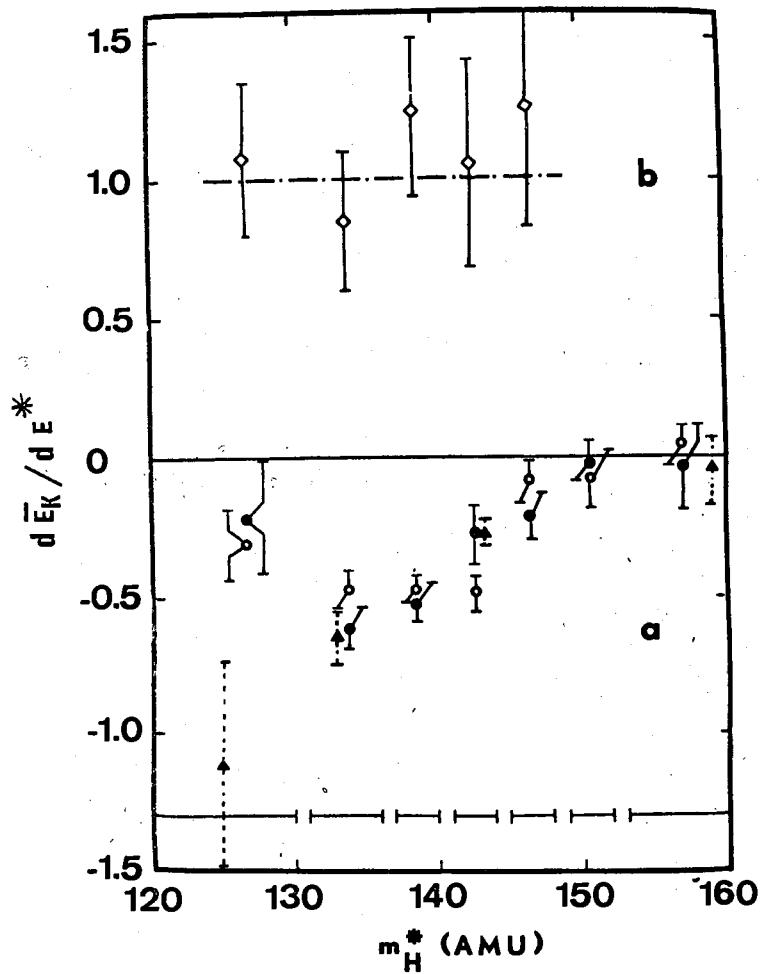


FIGURE 2

321

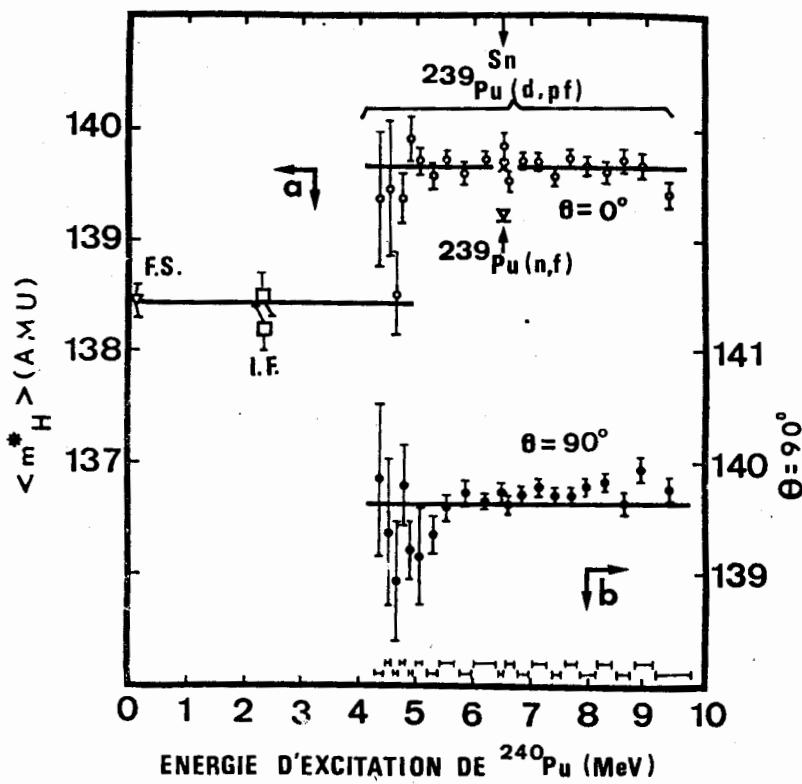


FIGURE 3

ETUDE DU SPECTRE DU RAYONNEMENT  $\gamma$  DE PREFISSIION DE LA  
REACTION  $^{239}\text{Pu}$  ( $n, \gamma f$ ) DANS LES RESONANCES

J. TROCHON, Y. PRANAL, G. SIMON, C. SUKOSD\*

Service de Physique Nucléaire  
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel  
B.P. n° 61, 92120 Montrouge, France

RESUME -

Après la mise en évidence de la réaction ( $n, \gamma f$ ) induite dans le  $^{239}\text{Pu}$  par neutrons de résonances, une étude théorique et expérimentale du spectre des rayons  $\gamma$  de préfission a été entreprise . Le calcul de la largeur  $\Gamma_{\gamma f}$  et du spectre des rayons  $\gamma$  de préfission a été effectué avec des barrières de fission à deux bosses, en tenant compte de l'amortissement des états vibrationnels dans le second puits . La mesure des rayons  $\gamma$  de préfission est présentée et les résultats discutés .

ABSTRACT -

After the experimental evidence for a ( $n, \gamma f$ ) reaction induced by resonance neutrons in the  $^{239}\text{Pu}$ , a theoretical and experimental study of the prefission  $\gamma$  ray spectra has been performed . The calculation of the  $\Gamma_{\gamma f}$  width and of the prefission  $\gamma$ -ray spectrum has been done in terms of the double humped fission barrier, including the damping of the vibrationnel states in the second well . The prefission  $\gamma$ -ray spectrum measurement is presented . All the results are discussed .

\*Adresse actuelle : Université EÖTVÖS LORAND - BUDAPEST (Hongrie) .

.../...

## 1 - INTRODUCTION -

La réaction  $(n, \gamma f)$  a récemment été mise en évidence dans les résonances de  $^{240}\text{Pu}$  par la mesure du nombre moyen  $\bar{v}$  de neutrons prompts émis par fission, de l'énergie moyenne  $\bar{E}_\gamma$  et des variations de la multiplicité des rayons  $\gamma$  émis en coïncidence avec la fission [1,2]. Nous avons poursuivi l'étude de cette réaction afin d'obtenir des renseignements sur les propriétés de la fission dans les résonances.

## 2 - REACTION $^{239}\text{Pu} (n, \gamma f)$ DANS LES RESONANCES -

Elle résulte de la compétition au cours de la désexcitation du noyau composé entre la fission et la capture radiative [2]. La figure I en rappelle le processus pour les résonances de spin et parité  $1^+$ . Après émission d'une transition E1, cas le plus probable, le noyau composé se trouve dans un état de spin et parité  $0^-, 1^-$  ou  $2^-$ . Les barrières de fission associées aux états  $1^-$  et  $2^-$  étant beaucoup plus basses que celle associée à l'état  $1^+$ , la voie de sortie fission est complètement ouverte pour ces états si l'énergie de la transition  $\gamma$  n'est pas trop importante.

Lorsque le noyau composé a les mêmes énergies, spin et parité qu'un état vibrationnel de classe II, la probabilité de traverser la barrière de fission augmente. La réaction  $(n, \gamma f)$  peut donc permettre l'étude de telles résonances qui, jusqu'à présent, n'ont pu être excitées que par réaction de transfert [3,4].

## 3 - CALCUL DES PARAMETRES CARACTÉRISTIQUES DU PROCESSUS $(n, \gamma f)$ -

Les résultats des expériences précédemment citées [1,2], ne permettent pas d'accéder directement à la largeur  $\Gamma_{\gamma f}$ , mais au produit  $\Gamma_{\gamma f} \cdot e_{\gamma f}$  où  $e_{\gamma f}$  est la valeur moyenne du spectre des rayons  $\gamma$  de préfission. Un calcul de chacun des éléments de ce produit a été effectué [5] en utilisant les paramètres des barrières de fission à deux bosses proposés par BACK [6] et en supposant que la loi de probabilité de transition  $\gamma$  suivait une forme de résonance géante [7]. L'amortissement des états vibrationnels dans le second puits a également été pris en compte.

.... / ...

Nous avons fait le calcul dans le cas d'un amortissement intermédiaire avec une variation en fonction de l'énergie semblable à celle proposée par BONDORF [8] et dans les deux cas extrêmes de l'amortissement nul et complet. Les résultats sont présentés dans le tableau I. Si l'amortissement intermédiaire ne donne pas de bons résultats à cause d'une pénétrabilité trop faible de la barrière de fission, les résultats expérimentaux [8] sont assez près, mais inférieurs, à ceux obtenus dans le cas de l'amortissement complet.

Ce résultat est en bon accord qualitatif avec les déductions faites à partir des sections efficaces  $^{239}\text{Pu}(\text{d},\text{pf})$  [6]. Bien qu'important, l'amortissement des états de classe II n'est pas complet, laissant apparaître plusieurs structures dont une très large à 5 MeV d'énergie d'excitation attribuée  $K = 0^+$  [10], et une autre à 5,3 MeV attribuée  $K = 1^-$  [1].

Les spectres des rayons  $\gamma$  de préfission calculés sont tracés sur la figure II. Le spectre du à un amortissement complet présente une caractéristique intéressante : il s'étend jusqu'à  $E_\gamma = 3,5$  MeV, soit jusqu'à une énergie d'excitation de 3,02 MeV, c'est-à-dire bien au-delà de ce qui est observé par la réaction ( $\text{d},\text{pf}$ ).

#### 4 - PRINCIPE DE LA MESURE DU SPECTRE DES RAYONS $\gamma$ DE PRESSION -

Les largeurs de réaction  $\Gamma_{\gamma f}$  sont assez faibles : 3 à 5 MeV pour les résonances  $1^+$  du  $^{240}\text{Pu}^*$  selon les calculs du précédent paragraphe. Aussi la réaction ( $n, \gamma f$ ) est complètement masquée par la fission directe pour les résonances de grande largeur de fission  $\Gamma_f$ . Le spectre des rayons  $\gamma$  émis en coïncidence avec la fission peut être considéré, pour ces résonances, comme un spectre pur de rayons  $\gamma$  de fission. Par contre, la contribution de la réaction ( $n, \gamma f$ ) est relativement importante pour les résonances de faible largeur  $\Gamma_f$ . Le spectre des rayons  $\gamma$  de préfission sera obtenu en comparant le spectre d'une de ces résonances (nous avons choisi celle à 44,48 eV de largeur  $\Gamma_f = 5 \pm 1$  meV), avec celui d'une résonance de "fission pure" (nous avons choisi celle à 10,93 eV, de largeur  $\Gamma_f = 143 \pm 16$  meV).

.../...

- La mesure se heurte à quatre difficultés importantes :

- i) - Les résonances de faible largeur  $\Gamma_f$  ont une amplitude faible . Le taux de comptage utile ne sera qu'une très faible partie du taux de comptage total .
- ii) - Sept rayons  $\gamma$  sont en moyenne émis par fission, huit dans le cas d'une réaction  $(n, \gamma f)$  . Il faut donc utiliser un détecteur de rayons  $\gamma$  d'efficacité suffisamment faible pour que la probabilité de détecter simultanément deux rayons  $\gamma$  soit négligeable, de façon à n'avoir pas d'empilement .
- iii) - Le spectre de rayon  $\gamma$  mesuré est un mélange de rayons  $\gamma$  de préfission et de rayons  $\gamma$  de fission . Une précédente mesure de la multiplicité des rayons  $\gamma$  montre que le rapport des deux n'est que de  $(14 \pm 2)\%$  dans le cas le plus favorable [ 2 ] .
- iv) - La plupart des rayons  $\gamma$  interagissent dans le détecteur par effet Compton, n'apportant pas d'information sur l'énergie réelle du rayonnement incident .

Le nombre d'informations sur le spectre des rayons  $\gamma$  de préfission ne sera donc qu'une fraction très faible du nombre total d'événements enregistré avec un taux de comptage peu élevé .

#### 5 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL -

La mesure a été réalisée par la technique du temps de vol auprès de l'accélérateur linéaire d'électrons de 60 MeV de Saclay, utilisé comme source pulsée de neutrons . Un groupe de trois scintillateurs liquides à protons de recul détectait les fissions par l'intermédiaire des neutrons émis, et une diode Ge (Li) de  $60 \text{ cm}^3$  détectait les rayons  $\gamma$  avec une résolution en énergie de 5 keV (mesurée à l'aide d'une source de  $^{60}\text{Co}$ ) . L'échantillon de plutonium, de  $100 \text{ cm}^2$  de surface, avait une épaisseur de  $0,3 \text{ g/cm}^2$  . L'ensemble soigneusement protégé, était placé à 10,25 m de la source de neutrons . L'expérience a duré quatre mois pendant lesquels l'accélérateur a délivré des impulsions de 50 ns de largeur à la fréquence de 500 Hz .

....

Le schéma de l'électronique est présenté dans la figure III . Les impulsions de la diode en coïncidence avec un évènement fission étaient codées en temps de vol et en amplitude, ainsi que celles provenant d'une mesure simultanée de bruit de fond, tandis que les impulsions dues aux fissions n'étaient codées qu'en temps de vol . Toutes ces informations étaient enregistrées sur bande magnétique . La mesure de bruit de fond a été effectuée en simulant une nouvelle impulsion au même instant du cycle suivant l'arrivée d'un évènement fission . Les impulsions délivrées par la diode en coïncidence avec ce signal sont dues au bruit de fond .

#### 6 - ANALYSE ET PRESENTATION DES RESULTATS -

Les informations enregistrées sur bande magnétique ont été triées par un système automatique [12] et un calculateur CAE 510 en ligne . Pour chaque résonance, nous avons obtenu d'une part le nombre d'évènements "fission" et "rayons  $\gamma$ " codés en temps de vol et d'autre part, le spectre en amplitude des rayons  $\gamma$  détectés .

Les résultats définitifs ont été obtenus à partir de ces spectres corrigés du bruit de fond .

Le rapport des nombres d'évènements "rayons  $\gamma$ " et "fissions" des spectres en temps de vol est tracé, pour chaque résonance, sur la figure IV . On peut montrer que les variations de ce rapport correspondent aux variations de la multiplicité des rayons  $\gamma$  de fission pondérée par l'efficacité du détecteur [2] . Le bon accord entre cette mesure et une mesure antérieure [2], confirme la qualité de l'expérience .

La simple observation du spectre en amplitude des rayons  $\gamma$  de la résonance à 44,48 eV devait indiquer si des résonances de classe II apparaissaient aux énergies attendues . Malheureusement le trop petit nombre d'informations accumulé pour cette résonance est insuffisant pour faire apparaître l'effet recherché .

Nous avons alors regroupé les canaux des spectres en amplitude de façon à avoir un pas en énergie de 100 keV . Le spectre des rayons  $\gamma$  de préfission a été obtenu dans ces conditions en retranchant, canal par canal, le spectre des rayons  $\gamma$  de fission de la résonance à 10,93 eV du spectre des rayons  $\gamma$  de la résonance à 44,48 eV, après normalisation au même nombre de fission . Le résultat est porté sur la figure V .

## 7 - DISCUSSION -

Le spectre expérimental obtenu présente une partie continue se terminant vers  $E_{\gamma} = 2,6$  MeV, ou 3,10 MeV suivant que l'on admet ou non la présence d'une résonance à 2,9 MeV dont l'existence sera discutée par la suite. Ces valeurs sont inférieures à celle de 3,5 MeV déduite de la figure IV dans le cas de l'amortissement complet, corroborant la conclusion tirée de la comparaison des valeurs expérimentales du produit  $\Gamma_{\gamma f} \cdot \bar{\epsilon}_{\gamma f}$  aux valeurs calculées.

Aucune variation significative de ce spectre n'est observée aux énergies correspondant aux états vibrationnels de classe II mis en évidence par la réaction (d,pf), sauf peut-être à  $E_{\gamma} = 2$  MeV, c'est-à-dire à 4,52 MeV d'énergie d'excitation du noyau composé. A cette énergie, différents auteurs supposent l'existence d'une résonance [12,13], attribuée à  $K = 0^-$  par SPECHT [12]. Les états vibrationnels construits dessus seraient donc de spin et parité  $J^\pi = 1^-, 3^-, 5^-$ , etc ..., ce qui semble être confirmé par nos résultats, puisque l'état  $1^-$  peut-être peuplé par des transitions  $E 1^-$  à partir de l'état initial  $1^+$ .

Une autre résonance semble apparaître à l'extrême supérieure de la partie continue, vers 3,61 MeV d'énergie d'excitation ( $E_{\gamma} = 2, 91$  MeV). Un tel état n'a jamais été observé par réaction (d,pf) pour laquelle la section efficace est négligeable en dessous de 4,5 MeV d'énergie d'excitation. Une telle résonance pourrait correspondre à un état vibrationnel de même nature que la résonance à 4,6 MeV, mais avec un phonon de moins. Ceci conduirait à donner au quantum d'énergie vibrationnelle dans le second puits de la barrière de fission  $1^-$  la valeur :  $\hbar \omega_{II} = 910$  keV. Malheureusement, notre spectre a un nombre d'événements beaucoup trop faible pour constituer une preuve irréfutable de l'existence de ces résonances.

## 8 - CONCLUSION -

L'extrême difficulté de cette mesure ne nous a pas permis d'obtenir un nombre d'événements suffisant pour tirer des conclusions sûres. Néanmoins, le spectre obtenu est en assez bon accord avec les prévisions théoriques et des niveaux de classe II semblent avoir été observés.

Une nouvelle mesure auprès d'une machine plus puissante et un calcul théorique plus juste du processus, avec un amortissement des états vibrationnels dans le second puits plus réaliste, donneraient certainement de précieux renseignements sur les états vibrationnels de classe II de spin  $1^-$  et  $2^-$  (ou peut-être  $0^+$  par l'intermédiaire des transitions M1) et sur les paramètres des barrières de fission correspondantes.

REFERENCES

- [1] - D. SHACKLETON et coll., Phys. Lett. 42B (1972) 344 .
- [2] - Yu. RYABOV et coll., Nucl. Phys. A216 (1973) 395 .
- [3] - B.B. BACK et coll. "Physics and Chemistry of fission", Conf. Vienne A.I.E.A. Vienne (1970) 351 .
- [4] - H.S. SPECHT et coll. "Physics and Chemistry of fission" Conf. Vienne A.I.E.A. Vienne (1970) 363 .
- [5] - J. TROCHON et coll. , Compte-rendu de la réunion de Smolenice, Physica Slovaca, à paraître .
- [6] - B.B. BACK et coll., Phys. Rev., Vol. 9 (1974) 1924 .
- [7] - L.M. BOLLINGER, Compte-rendu de la Conférence sur les réactions photo-nucléaires - Asilomar - ed. B.L. BERMAN, II (1973) 783 .
- [8] - J.P. BONDORF, Phys. Lett. 31B (1970) 1 .
- [9] - J. FREHAUT et D. SHACKLETON "Physics and Chemistry of fission", Conf. Rochester, A.I.E.A. Vienne II (1973) 201 .
- [10] - H.C. BRITT et coll., Phys. Rev. 175 (1968) 1525 .
- [11] - S.P. KAPITZA et coll., J E T P lett. 9 (1969) 73 .
- [12] - Y. PRANAL, Thèse d'Université Orsay (1973) .
- [13] - P. GLASSEL, Thèse de doctorat, Université de Munich (1974) .
- [14] - J. LACHKAR, Journal de Physique 36 (1975) 79 .

### LEGENDE DES FIGURES

- Figure I : Diagramme de la désexcitation d'une résonance  $1^+$  du  $^{240}\text{Pu}$  par la réaction  $(n, \gamma f)$ . Seules les transitions E1 sont prises en compte .
- Figure II : Spectres calculés des rayons  $\gamma$  de préfission .  
- dans le cas d'un amortissement intermédiaire : les pics obtenus correspondent à des états vibrationnels de classe II .  
- dans le cas d'un amortissement complet .  
L'énergie d'excitation du noyau composé correspondante est donnée par la relation :  $S_n = E_\gamma$  où  $S_n$ , l'énergie de liaison d'un neutron, vaut 6,52 MeV .
- Figure III : Schéma synoptique de l'électronique utilisée pour la mesure du spectre des rayons  $\gamma$  de préfission .
- Figure IV : Variations de la multiplicité des rayons  $\gamma$  détectés en coïncidence avec la fission . Le rapport des taux de comptage des impulsions dues aux rayons  $\gamma$  et aux fissions est lié à la multiplicité des rayons  $\gamma$  [2] . Le bon accord entre les résultats de cette mesure et ceux d'une mesure antérieure[2] est une confirmation de la bonne qualité de l'expérience .
- Figure V : Spectre expérimental des rayons  $\gamma$  de préfission . A basse énergie, le spectre est principalement composé d'événements détectés par effet Compton qui n'apportent aucune information sur la forme réelle . A haute énergie, sa limite supérieure se situe vers  $E_\gamma = 3$  MeV, énergie à laquelle une résonance semble apparaître . Une autre résonance se détache à  $E_\gamma = 2$  MeV .

Type de barrière	type d'amortissement	$J''$	$\Gamma_{\gamma f} \cdot \bar{e}_{\gamma f}$
1 bossé		$0^+$	3978
		$1^+$	4028
2 bosses	sans	$0^+$	665
		$1^+$	225
2 bosses	intermédiaire	$0^+$	1057
		$1^+$	732
2 bosses	complet	$0^+$	9228
		$1^+$	7636

TABLEAU I

Résultats du calcul du produit  $\Gamma_{\gamma f} \cdot \bar{e}_{\gamma f}$  suivant les différents types d'amortissement des états vibrationnels dans le deuxième puits de la barrière de fission. Les transitions E1 et M1 sont prises en compte, ainsi que l'émission de deux rayons  $\gamma$  en cascade avant la fission. Les probabilités de transition choisies suivent une forme de résonance géante E1. Les barrières de fission utilisées ont été déterminées par BACK d'après les réactions  $^{239}\text{Pu}(d, pf)$  et  $^{238}\text{Pu}(t, pf)$  [6]. Les valeurs obtenues sont à comparer aux valeurs expérimentales [9].

résonances  $J'' = 0^+$

$$\Gamma_{\gamma f} \cdot \bar{e}_{\gamma f} = (8000 \pm 1900) \text{ eV}^2$$

résonances  $J'' = 1^+$

$$\Gamma_{\gamma f} \cdot \bar{e}_{\gamma f} = (4600 \pm 400) \text{ eV}^2$$

FIGURE 1

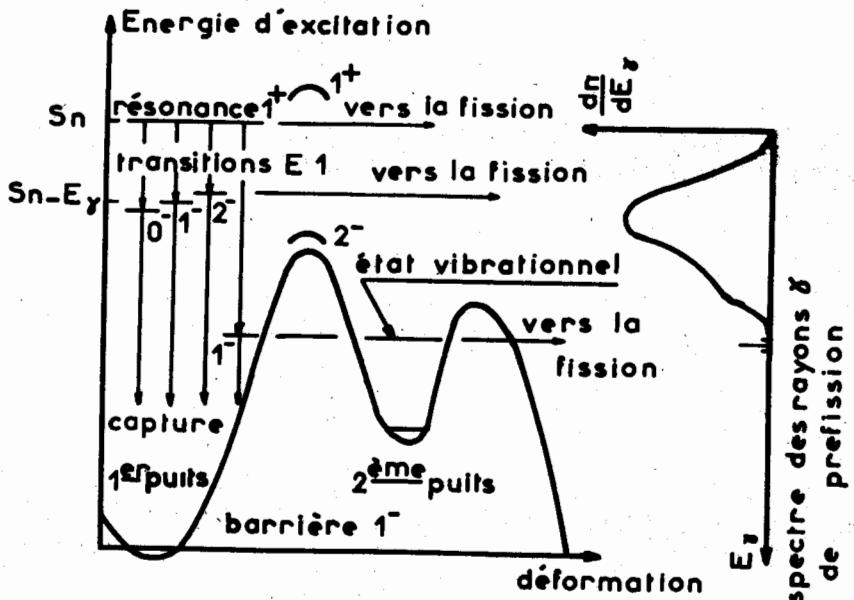
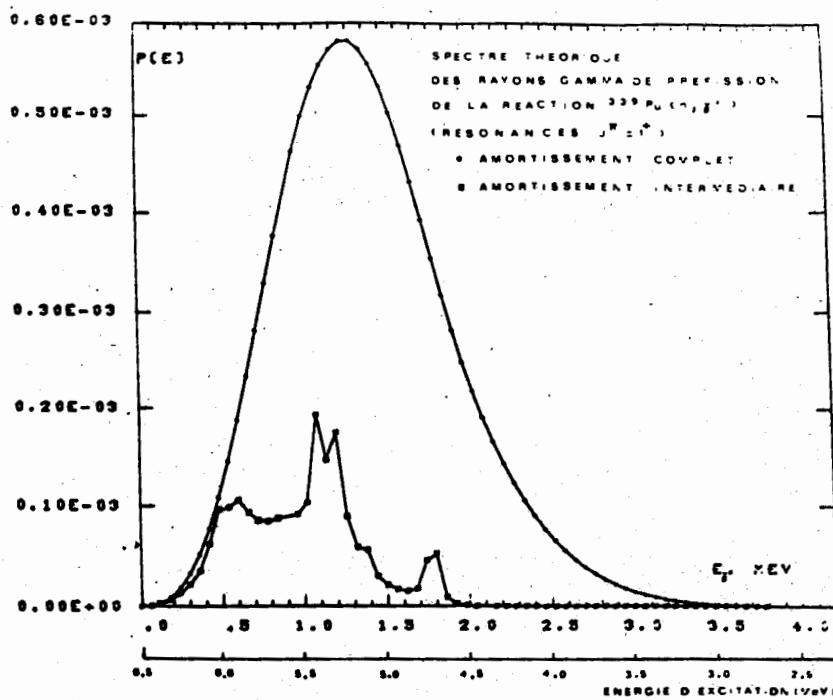
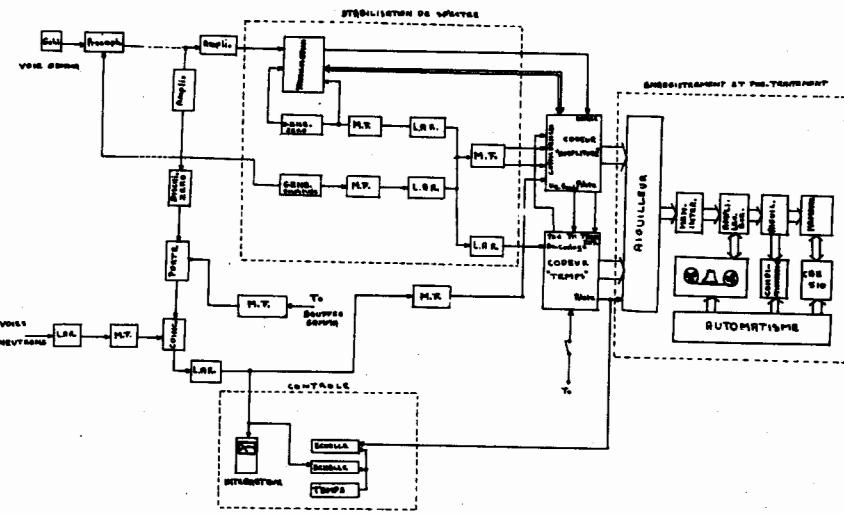


FIGURE 2  
888



894

FIGURE 3



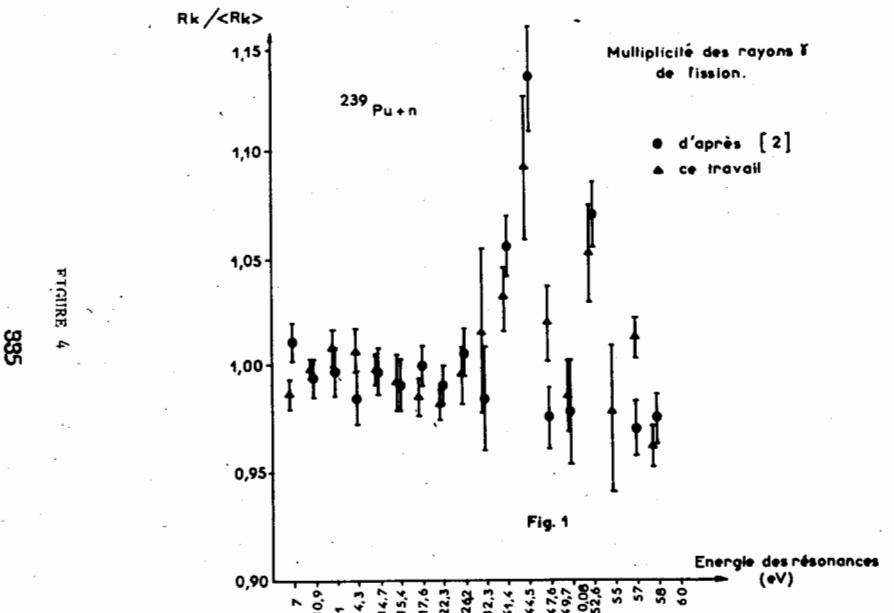
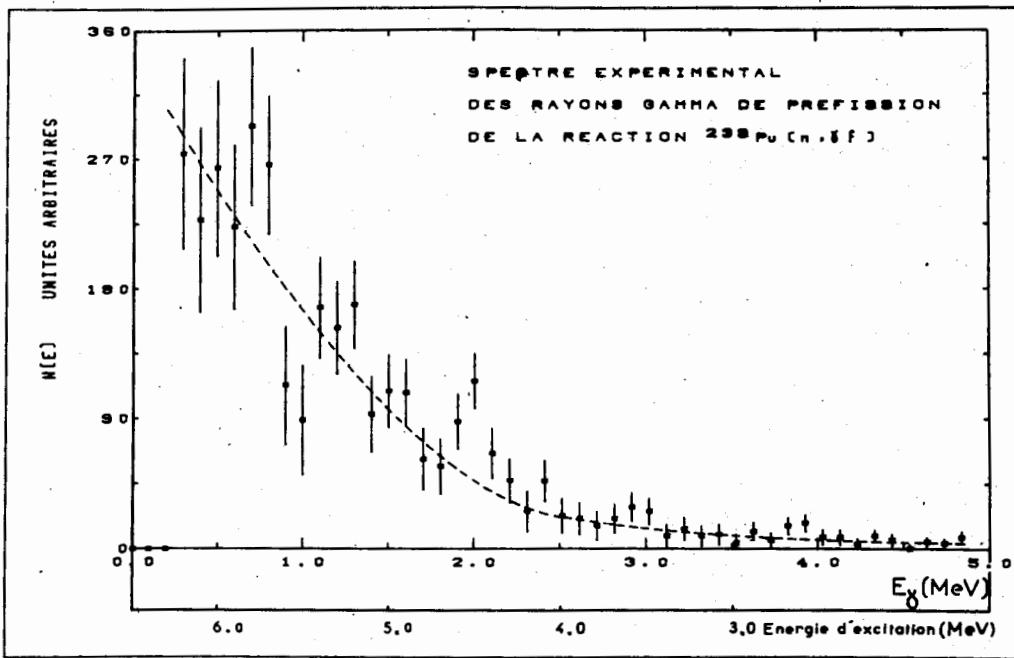


FIGURE 5



ETUDE DE LA REACTION  $(n,\gamma f)$  POUR LA FISSION DE  $^{241}\text{Pu}$   
INDUITE PAR DES NEUTRONS DE RESONANCE.

G. SIMON - J. FREHAUT

Service de Physique Nucléaire  
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel  
B.P n° 61, 92120 Montrouge, France

RESUME -

Les variations de résonance à résonance du nombre moyen de neutrons prompts  $\bar{v}$  et de l'énergie moyenne du rayonnement gamma prompt  $\bar{E}_\gamma$  ont été mesurées pour la fission du  $^{241}\text{Pu}$  induite par des neutrons d'énergie comprise entre 4 eV et 91 eV.

L'accélérateur linéaire de 60 MeV du C.E.N SACLAY a été utilisé comme source pulsée de neutrons. Les mesures de  $\bar{v}$  et de  $\bar{E}_\gamma$  ont été réalisées simultanément à l'aide d'un gros scintillateur liquide chargé au gadolinium.

Des fluctuations anticorrelées de faible amplitude ont été observées pour ces deux paramètres. Elles sont attribuées à la réaction  $(n,\gamma f)$ .

ABSTRACT -

Fluctuations from resonance to resonance of the average number  $\bar{v}$  of prompt neutrons and of the average gamma ray energy  $\bar{E}_\gamma$  have been measured for the neutron-induced fission of  $^{241}\text{Pu}$  in the energy range 4 - 91 eV.

The 60 MeV linear accelerator of CEN SACLAY was used to produce the pulsed beam of incident neutrons, and a large Gd - loaded liquid scintillator to measure simultaneously  $\bar{v}$  and  $\bar{E}_\gamma$ .

Weak anticorrelated fluctuations observed for these two quantities have been attributed to the  $(n,\gamma f)$  reaction.

## Introduction

Les mesures du nombre moyen  $\bar{v}$  de neutrons prompts et de l'énergie moyenne  $\bar{E}_\gamma$  du rayonnement gamma prompt de fission réalisées pour la fission de  $^{239}\text{Pu}$  induite par neutrons "s" ont conduit à la mise en évidence de la réaction  $(n,\gamma f)$  [1,2].

Cette réaction semble également jouer un rôle important dans le cas de la fission du  $^{241}\text{Pu}$  induite par des neutrons de résonance. La distribution expérimentale des largeurs de fission obtenue par Blons [3] ne laisse en effet apparaître aucune largeur inférieure à 10 meV. C'est pourquoi l'étude de la réaction  $(n,\gamma f)$  a été entreprise sur ce noyau, à partir de mesures simultanées de  $\bar{v}$  et  $\bar{E}_\gamma$ .

## Réaction $(n,\gamma f)$

Deux processus sont en compétition lorsqu'un noyau composé, formé par capture d'un neutron lent, se désexcite par fission :

- la fission directe, de largeur  $\Gamma_{fd}$ , avec, en moyenne, émission d'une énergie gamma prompte  $\bar{E}_{\gamma d}$  et de  $\bar{v}_d$  neutrons.

- la réaction  $(n,\gamma f)$ , de largeur  $\Gamma_{\gamma f}$ , au cours de laquelle le noyau se désexcite partiellement par émission de rayons gamma avant de subir la fission. Le rayonnement gamma de préfission, d'énergie moyenne  $\bar{e}_\gamma$ , s'ajoute alors au rayonnement gamma émis par les fragments de fission, dont l'énergie ne dépend pratiquement pas de l'énergie d'excitation du noyau qui fissionne [4].

Expérimentalement, ces deux types de rayonnement sont inséparables et il en résulte une augmentation de l'énergie gamma prompte détectée.

L'émission de rayons gamma avant fission diminue l'énergie d'excitation du noyau composé, ce qui entraîne une diminution du nombre moyen de neutrons émis par les fragments de fission, par rapport à la fission directe.

L'énergie gamma prompte moyenne  $\bar{E}_\gamma$  et le nombre moyen  $\bar{v}$  de neutrons émis par fission s'expriment, compte tenu des deux processus possibles, par les relations :

$$\bar{E}_\gamma = \bar{E}_{\gamma d} + \frac{\Gamma_{\gamma f}}{\Gamma_f} \cdot \bar{e}_\gamma$$

$$\bar{v} = \bar{v}_d - \frac{\Gamma_{\gamma f} \cdot \bar{e}_\gamma}{\Gamma_f} \cdot \left( \frac{dv}{dE_\gamma} \right),$$

.../...

où  $\Gamma_f = \Gamma_{\gamma f} + \Gamma_{fd}$  est la largeur totale de fission et  $\left( \frac{d\bar{v}}{dE^*} \right)$  représente la variation linéaire de  $\bar{v}$  en fonction de l'énergie d'excitation  $E^*$  du noyau composé.

Pour les résonances ayant les mêmes spin et parité  $J^\pi$ , les quantités  $\bar{e}_\gamma$  et  $\Gamma_{\gamma f}$  restent constantes car le processus  $(n, \gamma f)$  est à grand nombre de voies de sortie : les lois  $\bar{E}_\gamma = f(1/\Gamma_f)$  et  $\bar{v} = f(1/\Gamma_f)$  sont donc des droites dont la pente est caractéristique de la réaction  $(n, \gamma f)$ .

La mesure simultanée de  $\bar{v}$  et  $\bar{E}_\gamma$  peut donc permettre de mettre en évidence la réaction  $(n, \gamma f)$  et conduit à une détermination expérimentale du produit  $\bar{e}_\gamma \cdot \Gamma_{\gamma f}$  pour chaque état de spin.

#### Méthode de Mesure -

Ces mesures ont été réalisées à SACLAY auprès de l'accélérateur linéaire d'électrons de 60 MeV, utilisé comme source pulsée de neutrons.

Le dispositif expérimental a été mis au point par Shackleton et Fréhaut pour des mesures identiques dans les résonances du  $^{239}\text{Pu}$  [!].

Le faisceau de neutrons collimaté irradie une chambre à fission placée au centre d'un gros scintillateur liquide sphérique chargé au gadolinium (Fig. 1a).

Lorsqu'une fission se produit, l'un des deux fragments est détecté dans la chambre à fission et le rayonnement gamma prompt est détecté dans le scintillateur liquide : la simultanéité de ces deux informations permet d'identifier l'événement fission. On compte alors pendant  $30\mu\text{s}$  les impulsions en provenance du scintillateur liquide, qui correspondent à la détection des neutrons de fission (après ralentissement dans le liquide puis capture par le gadolinium) et à du bruit de fond. Ce dernier est mesuré systématiquement après chaque fission en ouvrant au même instant du cycle suivant de l'accélérateur, une même porte de  $30\mu\text{s}$ , pendant laquelle on compte les impulsions en provenance du scintillateur liquide (Fig. 1b). De cette façon, le bruit de fond est statistiquement mesuré dans des conditions identiques à celles de la mesure proprement dite.

L'analyse simultanée de la surface du signal prompt du scintillateur liquide permet de déterminer les fluctuations de résonance à résonance de l'énergie  $\bar{E}_\gamma$  du rayonnement gamma prompt.

L'énergie des neutrons incidents est déterminée par la méthode du temps de vol; la longueur de la base de vol était de 30 m.

.../...

La chambre à fission contenait 100 mg de  $^{241}\text{Pu}$ , ainsi qu'un dépôt de  $^{252}\text{Cf}$  dont la fission spontanée a été utilisée pour normaliser les valeurs de  $\bar{v}$  obtenues.

### Résultats -

Les valeurs de  $\bar{v}$ , normalisées sur  $\bar{v} = 3,732$  pour la fission spontanée du  $^{252}\text{Cf}$ , et les valeurs de  $\bar{E}_\gamma$ , en échelle relative (canaux), sont données dans le tableau I pour les 64 résonances analysées entre 4,28 et 90,76 eV. Pour les résonances peu perturbées par les résonances voisines (marquées d'une étoile dans le tableau I), les valeurs de  $\bar{v}$  et  $\bar{E}_\gamma$  sont portées en fonction de  $1/\Gamma_f$  sur les figures 2 et 3, respectivement pour les résonances  $J^\pi = 2^+$  et  $J^\pi = 3^+$ , en utilisant la détermination des spins et des largeurs de fission proposée par J. Blons [3].

Les droites portées sur ces figures correspondent au lissage des résultats expérimentaux par la méthode des moindres carrés [5]. Elles ont pour équation :

- état de spin  $2^+$  (14 résonances Fig.2)

$$\bar{E}_\gamma = (34,1 \pm 22,7) 1/\Gamma_f + (94,59 \pm 0,13)$$

$$\bar{v} = -(0,89 \pm 0,87) 1/\Gamma_f + (2,909 \pm 0,005)$$

- état de spin  $3^+$  (19 résonances Fig.3)

$$\bar{E}_\gamma = (7,5 \pm 3,5) 1/\Gamma_f + (94,71 \pm 0,10)$$

$$\bar{v} = -(0,25 \pm 0,19) 1/\Gamma_f + (2,893 \pm 0,006)$$

Les pentes de ces droites conduisent, compte tenu de la récente valeur  $\frac{d\bar{v}}{dE} = 0,153 \pm 0,002$  [6], de l'étalonnage de la voie gamma  $(0,227 \pm 0,011 \text{ MeV/canal})$  [1] et de la correction pour les protons de recul [4], aux valeurs suivantes pour le produit  $\Gamma_f \cdot \bar{e}_\gamma$  :

	Résonances $J^\pi = 2^+$	Résonances $J^\pi = 3^+$
à partir de $\bar{E}_\gamma = f(1/\Gamma_f)$	$7932 \pm 5158 \text{ eV}^2$	$1750 \pm 789 \text{ eV}^2$
à partir de $\bar{v} = f(1/\Gamma_f)$	$5830 \pm 5680 \text{ eV}^2$	$1627 \pm 1229 \text{ eV}^2$
Valeur moyenne	$6982 \pm 3819 \text{ eV}^2$	$1714 \pm 664 \text{ eV}^2$

Discussion -

L'effet de la réaction ( $n, \gamma f$ ) observé pour chacun des états de spin est très faible. Cependant, malgré la dispersion des points expérimentaux (Fig. 2 et 3), l'existence de cet effet dans le  $^{242}\text{Pu}^*$  paraît bien établie. Pour chaque état de spin, en effet, les fluctuations de  $\bar{v}$  et  $\bar{E}_\gamma$  sont bien anticorrélées et les valeurs du produit  $\Gamma_{\gamma f} \cdot \bar{e}_\gamma$  déduites à partir des pentes des droites  $\bar{E}_\gamma = f(1/\Gamma_f)$  et  $\bar{v} = f(1/\Gamma_f)$  sont en bon accord.

La position des barrières de fission correspondant aux états de spin atteints après l'émission du rayonnement gamma de préfission [7][8] permet de prévoir que l'énergie moyenne  $\bar{e}_\gamma$  de ce rayonnement est de l'ordre de 1 MeV, ce qui conduit à des valeurs de la largeur  $\Gamma_{\gamma f}$  de l'ordre de 7 meV pour les résonances  $2^+$  et de 2 meV pour les résonances  $3^+$ . Expérimentalement, nous n'avons pas étudié de résonance ayant une valeur de  $\Gamma_f$  inférieure à 54 meV pour les résonances  $2^+$  et à 10 meV pour les résonances  $3^+$ . Or l'effet de la réaction ( $n, \gamma f$ ) pour une résonance donnée est, comme nous l'avons vu, proportionnel au rapport  $\frac{\Gamma_{\gamma f}}{\Gamma_f}$ ; les valeurs du rapport  $\frac{\Gamma_{\gamma f}}{\Gamma_f}$  sont donc toujours petites et l'effet de la réaction ( $n, \gamma f$ ), très faible, est masqué par les erreurs expérimentales.

REFERENCES

- [1] J. FREHAUT, D. SHACKLETON, Proc. Symposium on Physics and chemistry of fission, Rochester II (1973) 201
- [2] Yu. RYABOV, J. TROCHON, D. SHACKLETON, J. FREHAUT, Nucl. Phys. 216 (1973) 395.
- [3] J. BLONS, H. DERRIEN, Conf. sur la Phys. du Neutron. Kiev (1973) Neutronaya Fizika II (1974) 263
- [4] H. NIFENECKER, C. SIGNARBIEUX, M. RIBRAG, J. POITOU, J. MATUSZECK, Nucl. Phys. A 189 (1972) 285.
- [5] J.H WILLIAMSON, Can. Jour. Phys. 46 (1968) 1843
- [6] J. FREHAUT, G. MOSINSKI, R. BOIS, M. SOLEILHAC, Rapport CEA - R-4626, 1974.
- [7] B.B BACK, Ole HAUSEN, H.C BRITT, J.D GARRETT, Phys. Rev. 9 (1974) 1924
- [8] H.C BRITT, M. BOLSTERLI, J.R NIX and J.L NATON, Phys. Rev. 7 (1973) 801

TABLEAU I

Valeurs expérimentales de  $\bar{v}$  et  $\bar{E}_Y$  pour les résonances du  $^{241}\text{Pu}$ .

Les valeurs de  $\bar{v}$  sont normalisées sur  $\bar{v} = 3,732$  pour le  $^{252}\text{Cf}$ . Les valeurs de  $\bar{E}_Y$  sont relatives.

La détermination des spins et des largeurs de fission  $\Gamma_f$  est celle proposée par J. Blons [3].

Les résonances marquées\* sont celles qui ont été retenues pour les figures 2 et 3.

LEGENDES DES FIGURES

Fig. 1 a Principe de la mesure

Fig. 1 b Séquence en temps de l'acquisition de données.

Fig. 2 Les valeurs de  $\bar{v}$  et  $\bar{E}_Y$  sont portées en fonction de  $1/\Gamma_f$  pour 14 résonances  $2^+$  du  $^{241}\text{Pu}$ .

Les droites correspondent au lissage des résultats expérimentaux par la méthode des moindres carrés.

Fig. 3 Les valeurs de  $\bar{v}$  et  $\bar{E}_Y$  sont portées en fonction de  $1/\Gamma_f$  pour 19 résonances  $3^+$  du  $^{241}\text{Pu}$ .

Les droites correspondent au lissage des résultats expérimentaux par la méthode des moindres carrés.

TABLEAU I

$E_0$ eV	$J^\pi$	$\Gamma_f$ meV	$\Delta\Gamma_f$ meV	$v \pm \Delta v$ neutrons	$\bar{E}_Y \pm \Delta \bar{E}_Y$ canaux
4,28 *	$3^+$	29	4	$2,902 \pm 0,009$	$94,93 \pm 0,18$
4,58 *	$2^+$	124	11	$2,881 \pm 0,016$	$94,18 \pm 0,29$
5,93 *	$2^+$	1308	100	$2,903 \pm 0,005$	$94,48 \pm 0,11$
6,91 *	$3^+$	89	9	$2,875 \pm 0,012$	$94,73 \pm 0,24$
8,61 *	$3^+$	41	5	$2,878 \pm 0,009$	$94,71 \pm 0,17$
9,62 *	$2^+$	133	20	$2,912 \pm 0,018$	$94,18 \pm 0,32$
9,98 *	$2^+$	1010	120	$2,912 \pm 0,012$	$94,65 \pm 0,23$
12,77 *	$2^+$	233	15	$2,916 \pm 0,013$	$94,38 \pm 0,25$
13,42 *	$3^+$	29	3	$2,881 \pm 0,008$	$94,88 \pm 0,16$
14,75 *	$2^+$	117	8	$2,905 \pm 0,005$	$94,99 \pm 0,09$
15,96 *	$2^+$	455	60	$2,909 \pm 0,013$	$95,07 \pm 0,25$
16,67 *	$3^+$	184	15	$2,896 \pm 0,013$	$94,92 \pm 0,24$
17,83 *	$3^+$	14	3	$2,873 \pm 0,012$	$95,25 \pm 0,20$
18,20	$3^+$	27	6	$2,861 \pm 0,075$	$95,83 \pm 0,92$
20,70 *	$3^+$	53	6	$2,874 \pm 0,029$	$94,45 \pm 0,50$
22,95 *	$3^+$	281	30	$2,919 \pm 0,018$	$94,81 \pm 0,31$
23,70	$2^+$	250	50	$2,922 \pm 0,029$	$95,00 \pm 0,51$
24,07 *	$3^+$	78	8	$2,889 \pm 0,018$	$95,43 \pm 0,31$
26,38 *	$2^+$	264	15	$2,905 \pm 0,018$	$94,86 \pm 0,30$
28,72 *	$2^+$	595	80	$2,902 \pm 0,011$	$95,21 \pm 0,20$
29,60 *	$2^+$	201	30	$2,922 \pm 0,016$	$94,87 \pm 0,30$
30,97 *	$3^+$	212	10	$2,884 \pm 0,012$	$94,45 \pm 0,22$
33,30	$3^+$	110		$2,929 \pm 0,050$	$96,15 \pm 0,84$
33,74	$3^+$	62		$2,908 \pm 0,036$	$94,44 \pm 0,61$
34,97	$2^+$	1292		$2,866 \pm 0,033$	$94,24 \pm 0,58$
34,98	$3^+$	16		$2,917 \pm 0,029$	$94,66 \pm 0,52$
36,19	$3^+$	36		$2,941 \pm 0,088$	$91,89 \pm 1,20$
37,57	$2^+$	940		$2,852 \pm 0,103$	$93,74 \pm 1,40$
38,10	$3^+$	84		$2,916 \pm 0,040$	$95,36 \pm 0,69$
38,40	$3^+$	10		$2,973 \pm 0,088$	$91,15 \pm 1,30$
39,32 *	$3^+$	166	24	$2,896 \pm 0,020$	$94,13 \pm 0,36$
39,83 *	$3^+$	61	9	$2,898 \pm 0,019$	$95,49 \pm 0,34$
40,92 *	$2^+$	1150	150	$2,901 \pm 0,022$	$94,69 \pm 0,40$
42,70	$3^+$	220		$2,901 \pm 0,054$	$95,11 \pm 0,85$
43,39	$3^+$	22		$2,975 \pm 0,075$	$94,85 \pm 1,10$

46,51	*	$3^+$	245	36	$2,899 \pm 0,023$	$95,37 \pm 0,43$
47,10		$2^+$	227		$2,920 \pm 0,051$	$94,77 \pm 0,80$
48,04	*	$2^+$	433	60	$2,929 \pm 0,011$	$94,29 \pm 0,25$
50,31		$3^+$	441	66	$2,871 \pm 0,041$	$95,77 \pm 0,70$
52,13		$3^+$	32		$2,780 \pm 0,223$	$96,85 \pm 2,50$
58,12		$2^+$	456		$2,944 \pm 0,030$	$95,93 \pm 0,53$
59,22		$2^+$	494		$2,840 \pm 0,044$	$94,73 \pm 0,76$
60,44	*	$3^+$	137	20	$2,874 \pm 0,032$	$94,69 \pm 0,57$
60,64		$2^+$	321	45	$2,861 \pm 0,036$	$96,08 \pm 0,64$
62,12	*	$2^+$	590	60	$2,894 \pm 0,018$	$94,83 \pm 0,32$
64,38		$3^+$	31		$2,884 \pm 0,079$	$95,05 \pm 1,20$
65,59	*	$3^+$	262	20	$2,902 \pm 0,020$	$94,67 \pm 0,30$
66,48		$3^+$	32	4	$2,831 \pm 0,023$	$94,83 \pm 0,42$
68,30	*	$3^+$	47	7	$2,874 \pm 0,046$	$94,98 \pm 0,74$
69,27		$3^+$	11	3	$2,857 \pm 0,067$	$97,30 \pm 1,10$
71,77			83		$2,895 \pm 0,103$	$95,94 \pm 1,60$
72,34		$2^+$	339		$2,885 \pm 0,037$	$95,18 \pm 0,60$
73,96		$3^+$	17		$3,028 \pm 0,124$	$98,61 \pm 1,70$
75,90	*	$3^+$	81	8	$2,861 \pm 0,019$	$95,09 \pm 0,35$
77,16	*	$3^+$	11	3	$2,852 \pm 0,039$	$95,92 \pm 0,68$
78,21		$2^+$	1504		$2,972 \pm 0,062$	$95,82 \pm 0,94$
80,25	*	$3^+$	51	5	$2,912 \pm 0,020$	$95,00 \pm 0,36$
80,90		$2^+$	2310		$2,887 \pm 0,019$	$94,84 \pm 0,34$
83,27	*	$2^+$	54	8	$2,831 \pm 0,030$	$95,18 \pm 0,55$
85,46		$3^+$	90		$2,938 \pm 0,022$	$95,06 \pm 0,40$
87,04		$3^+$	48		$2,924 \pm 0,023$	$95,29 \pm 0,43$
88,04		$2^+$	320		$2,915 \pm 0,036$	$95,66 \pm 0,61$
89,17		$2^+$	891		$2,940 \pm 0,039$	$95,03 \pm 0,62$
90,76		$3^+$	132	12	$2,857 \pm 0,041$	$94,79 \pm 0,69$

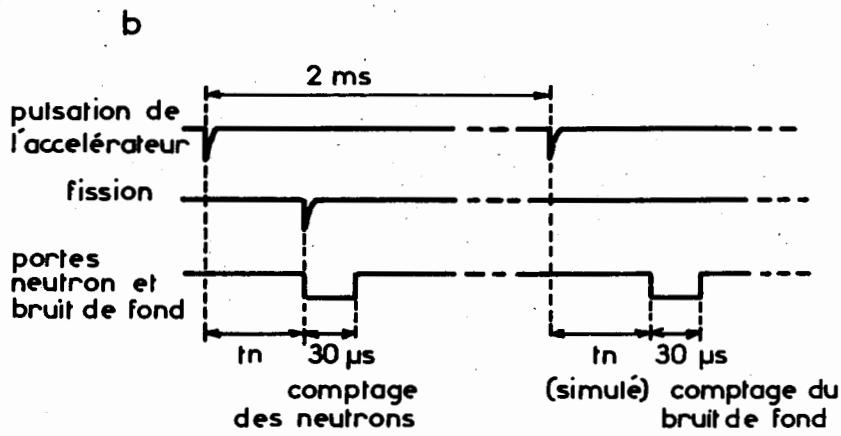
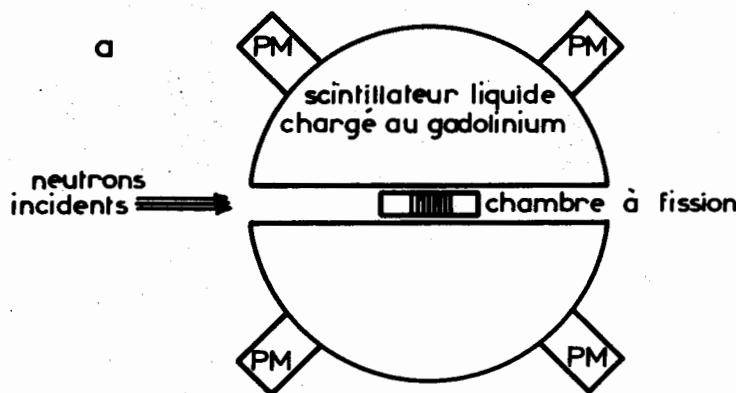
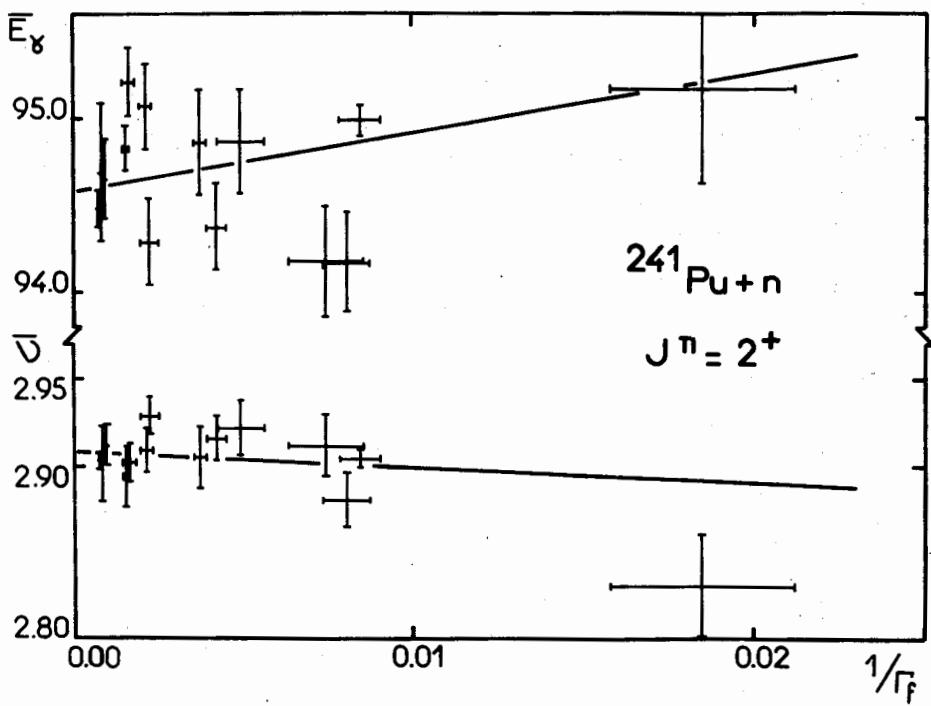


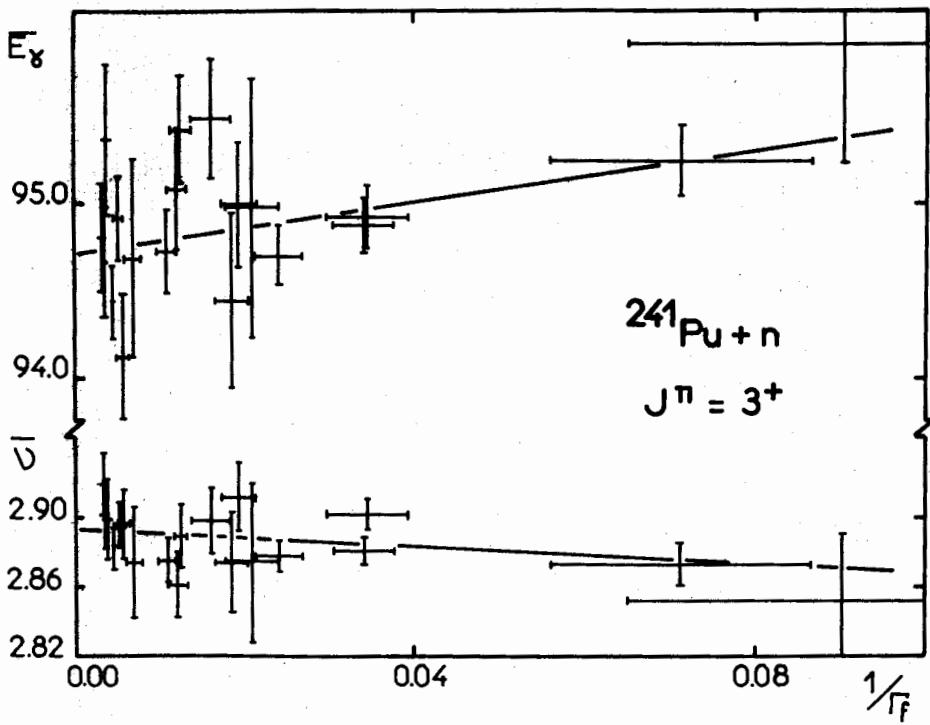
FIG. 1

847  
FIGURE 2



348

FIGURE 3



MESURE DU SPECTRE EN ENERGIE DES NEUTRONS DE FISSION  
POUR LA FISSION DE  $^{235}\text{U}$  ET DE  $^{238}\text{U}$  INDUIITE PAR DES NEUTRONS DE  
0,6 MeV ET DE 7 MeV

A. BERTIN, R. BOIS, J. FREHAUT, P. NICOLAS

Service de Physique Nucléaire  
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel  
B.P. n° 61, 92120 Montrouge, France

RESUME -

Le spectre en énergie des neutrons prompts de fission a été mesuré pour la fission de  $^{235}\text{U}$  induite par des neutrons de 0,6 MeV par deux méthodes différentes, la méthode du diffuseur et la méthode de la chambre à fission . Dans les deux cas, les spectres ont été mesurés par temps de vol à un angle de 90° par rapport à la direction des neutrons incidents . Les deux méthodes donnent des résultats équivalents .

La technique de la chambre à fission a d'autre part été utilisée pour effectuer des mesures simultanées sur  $^{235}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$  à une énergie de neutrons incidents de 7 MeV .

Pour toutes ces mesures, la partie du spectre des neutrons de fission comprise entre 1 et 10 MeV est bien représentée par une loi de MAXWELL .

ABSTRACT -

The prompt fission neutron energy spectrum of  $^{235}\text{U}$  has been measured at an incident neutron energy of 0.60 MeV using the sample and the fission chamber methods . For the two experiments, the spectrum has been measured at 90° using time of flight technique . The results obtained, are equivalent for both methods .

The fission chamber technique has been used to give simultaneous measurements on  $^{235}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$  at an incident neutron energy of 7 MeV .

For all these measurements, the spectrum in the fission neutron energy interval from 1 to 10 MeV has been least-square fitted with a Maxwellian distribution .

## I - INTRODUCTION .

La plupart des mesures de spectre en énergie des neutrons de fission concernent la fission induite par des neutrons incidents de basse énergie. Pour des énergies incidentes supérieures à 0,1 MeV, on trouve peu de résultats. Cette situation est due en grande partie aux difficultés expérimentales inhérentes à la détection des neutrons de fission, en compétition avec les neutrons de diffusion élastique et inélastique.

En général, la partie des spectres en énergie expérimentaux de neutrons de fission comprise entre 1 et 6 MeV est bien représentée par la distribution Maxwellienne proposée par TERRELL[1] :

$$N(E) = K \sqrt{E} e^{-\frac{E}{T}}$$

où  $K$  est un facteur de normalisation et le paramètre  $T$  est relié à l'énergie moyenne des neutrons de fission par la relation  $\bar{E} = \frac{3}{2} T$ . On constate expérimentalement que  $T$  augmente légèrement avec l'énergie des neutrons incidents qui induisent la fission[2].

Pour la partie du spectre située en-dessous de 1 MeV, certains auteurs, tels WERLE et al.[3] trouvent un excès de neutrons par rapport au spectre Maxwellien. Pour la partie située au-delà de 6 MeV, le nombre de neutrons est faible, aussi les résultats expérimentaux divergent-ils considérablement.

La méthode du diffuseur est généralement utilisée pour la mesure des spectres en énergie des neutrons de fission. Un échantillon massif est irradié par un faisceau pulsé de neutrons monokinétiques. Les neutrons issus de l'échantillon sont détectés par la méthode du temps de vol à un angle déterminé. Pour des neutrons incidents d'énergie  $E_0$ , le spectre expérimental peut-être divisé en 3 zones :

- pour  $E > E_0$  le spectre ne comprend que des neutrons de fission,
- pour  $E = E_0$  le pic de diffusion élastique se superpose aux neutrons de fission

- pour  $E < E_0$  les neutrons diffusés inélastiquement s'ajoutent au spectre des neutrons de fission.

En pratique, si l'énergie  $E_0$  des neutrons incidents ne dépasse pas 1 à 2 MeV, on exploite seulement la zone  $E > E_0$ . Au-delà de 2 MeV, en plus de la zone  $E > E_0$ , on prend la partie du spectre  $E < E_0$ , en incluant une composante de forme C.E. exp. ( $-E/T$ ) pour la diffusion inélastique. Comme il faut aussi déduire la diffusion élastique, l'accès au spectre des neutrons de fission devient imprécis.

En remplaçant le diffuseur par une chambre à fission fortement chargée, on dispose d'une information synchrone de la fission : on peut alors analyser le spectre des neutrons de fission de l'énergie du seuil de détection à sa valeur maximum.

Le signal de la chambre à fission est utilisé d'une part comme condition pour la mesure du temps de vol des neutrons de fission, d'autre part, pour déterminer, également par temps de vol, l'énergie du neutron qui a provoqué la fission. Le spectre ainsi obtenu permet, dans le cas de  $^{235}\text{U}$ , de tenir compte des fissions induites par les neutrons de très basse énergie qui contaminent le faisceau incident.

Cette méthode entraîne cependant d'autres inconvénients : la diffusion des neutrons de fission par les matériaux de la chambre à fission peut notamment déformer le spectre. C'est pourquoi nous avons d'abord comparé les spectres obtenus par les deux techniques du diffuseur et de la chambre à fission pour la fission de  $^{235}\text{U}$  induite par des neutrons de 0,6 MeV. Nous avons ensuite utilisé la technique de la chambre à fission pour mesurer les spectres des neutrons de la fission de  $^{235}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$  induite par des neutrons de 7 MeV.

## II - PRINCIPE DES MESURES (Fig. 1) .

Un faisceau pulsé de neutrons irradie l'échantillon ou la chambre à fission placés à 40 cm de la source. Les neutrons de fission sont détectés à un angle de 90° par rapport à la direction du faisceau incident, et leur spectre est déterminé par la méthode du temps de vol. Le détecteur de neutrons est entouré d'une protection massive, pour le protéger du faisceau direct de la source.

Pour obtenir des taux de comptage raisonnables, 2 longueurs de base de vol ont été utilisées :

- Mesures avec diffuseur : 2 m pour  $E_0 = 0,6$  MeV
- Mesures avec chambre à fission : 1,4 m pour  $E_0 = 0,6$  MeV et 2 m pour  $E_0 = 7$  MeV

Avec la méthode du diffuseur, le bruit de fond est déterminé à partir d'une mesure sans échantillon, pour le même flux de neutrons incidents.

Avec la chambre à fission, le spectre utile et le spectre de bruit de fond sont mesurés simultanément. Le fait d'appliquer la condition "fission" au détecteur de neutrons n'élimine pas complètement la diffusion élastique et inélastique, notamment sur les plateaux de la chambre. Ce bruit de fond correspond à des coïncidences fortuites entre la chambre et le détecteur de neutrons. Il est obtenu en simulant systématiquement pour chaque fission détectée dans la chambre un signal "fission" retardé d'un nombre entier de pulsations du faisceau. Le spectre obtenu avec cette condition "fission simulée" correspond statistiquement au spectre de bruit de fond.

### III - DISPOSITIF EXPERIMENTAL .

#### - Production de neutrons.

Nous avons utilisé le faisceau du VAN de GRAAFF de 4 MeV du Centre de Bruyères-le-Châtel, pulsé sous la forme d'impulsions de 1 ns à la fréquence de 1 MHz avec un courant moyen de 4  $\mu$ A .

Les neutrons incidents de 0,6 MeV et de 7 MeV ont été produits respectivement par les réactions :

- $^7\text{Li}$  (p,n)  $^7\text{Be}$  avec une cible de Fli de 48 keV ( $E_p = 2,35$  MeV).
- D (d,n)  $^3\text{He}$  avec une cible gazeuse de deutérium de 1 cm de longueur ; la perte d'énergie est de 34 keV ( $E_D = 4$  MeV).

.../...

Le flux et le spectre en énergie des neutrons incidents sont contrôlés à l'aide d'un photomultiplicateur associé à un scintillateur NE 102 (1" x 1").

- Diffuseur.

L'échantillon d'uranium enrichi (93,5% de  $^{235}\text{U}$ ) est un cylindre creux de 2 cm de diamètre extérieur, 1 cm de diamètre intérieur et 3 cm de hauteur.

- Chambre à fission.

La chambre à fission contient 4,22 g de  $^{235}\text{U}$  et 4,15 g de  $^{238}\text{U}$ ; elle est constituée d'un empilage de 100 disques en acier inoxydable de 80 mm de diamètre et de 0,2 mm d'épaisseur espacés de 1 mm. L'épaisseur des dépôts est de 0,5 mg/cm<sup>2</sup>. Cette chambre est remplie sous une pression de 4 kg par un mélange d'argon à 20% de méthane. La tension appliquée entre les électrodes est de 350 volts. A l'intérieur de la chambre, les dépôts de  $^{235}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$  sont groupés par 10 plateaux et alternés : l'ensemble est identique à 10 petites chambres juxtaposées de 1,2 cm d'épaisseur chacune.

Cette configuration permet de recaler en temps les 10 spectres de temps de vol obtenus (la base de vol est différente pour chaque chambre).

- Détecteur de neutrons.

Le détecteur de neutrons est un scintillateur liquide NE 213 (10 cm x 5 cm) couplé optiquement à un photomultiplicateur rapide XP 1041. L'électronique associée comporte une voie temps et une voie énergie qui fixe le seuil de détection, réglé à 200 keV. Le gain est stabilisé à l'aide d'une diode photoluminescente appliquée sur le scintillateur.

L'efficacité relative a été déterminée dans la gamme comprise entre 0,1 et 14 MeV par plusieurs méthodes :

- comparaison avec un détecteur à BF<sub>3</sub>[4], étalonné avec une précision de 1,8% en-dessous de 1 MeV et de 3% entre 1 et 3 MeV.

.../...

- mesure de la distribution angulaire de la réaction D ( $d,n$ )<sup>3</sup>He et normalisation sur les sections efficaces différentielles évaluées par LISKIEN [5] .

- Comparaison avec les résultats d'un programme de simulation par la méthode de MONTE-CARLO [6] .

La stabilité dans le temps du détecteur de neutrons est contrôlée en vérifiant la reproductibilité du spectre en énergie des neutrons de la fission spontanée du <sup>252</sup>Cf, obtenu par la méthode du temps de vol, à l'aide d'une source émettant  $2.10^5$  neutrons/s. La référence en temps est fournie par la détection du rayonnement gamma de fission à l'aide d'un petit scintillateur liquide N E 213 (2" x 2").

Dans le cas du <sup>252</sup>Cf, la partie du spectre expérimental comprise entre 1 et 10 MeV est bien représentée par une loi de MAXWELL à laquelle correspond une énergie moyenne  $\bar{E} = 2,27 \pm 0,02$  MeV. Ce résultat est en accord avec les autres résultats publiés [2]. En dessous de 1 MeV, on trouve un excès de neutrons de l'ordre de 4% par rapport à la loi de MAXWELL. MEADOWS [7] et JEKI [8] ont également observé un excès de neutrons en dessous de 1 MeV pour le <sup>252</sup>Cf.

#### IV - ANALYSE ET CORRECTION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX .

Les spectres de temps de vol expérimentaux sont d'abord corrigés du bruit de fond puis convertis en spectres en énergie et corrigés pour tenir compte de l'efficacité de détection des neutrons.

Les neutrons de fission peuvent provoquer des réactions parasites dans le diffuseur ou les matériaux de la chambre à fission.

La diffusion inélastique, la fission et la capture sont les réactions secondaires susceptibles de dégrader la forme du spectre en énergie des neutrons de fission. Cet effet a été corrigé à partir de la méthode développée par ISLAM [9], en faisant les hypothèses simplificatrices suivantes :

- Les fissions se produisent au centre géométrique du diffuseur ou de la chambre à fission

.... / ...

- L'émission des neutrons, pour la fission et les réactions secondaires, est isotrope dans le laboratoire
- Un neutron interagit au plus une seule fois dans le milieu traversé

Cette correction est pratiquement négligeable dans le cas du diffuseur ( $\sim 1\%$  sur l'énergie moyenne  $\bar{E}$  des neutrons de fission). La diffusion inélastique et la capture dans l'acier inoxydable des plateaux de la chambre à fission entraînent par contre une correction plus importante. Dans le cas de la chambre à fission cette correction majore l'énergie moyenne  $\bar{E}$  de l'ordre de 5%.

#### V - RESULTATS .

Les spectres obtenus pour la fission de  $^{235}\text{U}$  induite par des neutrons de 0,6 MeV sont bien représentés par une loi de MAXWELL entre 1 MeV et 10 MeV pour les deux techniques utilisées (fig. 2). Les énergies moyennes correspondantes (tableau I) sont en très bon accord.

Dans la partie du spectre en-dessous de 1 MeV, nous trouvons un excès de neutrons par rapport à la loi de MAXWELL.

ISLAM a réalisé récemment [9] une mesure avec diffuseur sur  $^{235}\text{U}$  pour une énergie de neutrons incidents de 0,4 MeV. La partie du spectre comprise entre 0,55 et 7 MeV, est bien représentée par une loi de MAXWELL avec  $\bar{E} = 2,06 \pm 0,05$  MeV, ce qui est comparable avec la valeur  $2,04 \pm 0,06$  MeV que nous obtenons pour la même région du spectre à partir de la mesure avec chambre à fission (tableau I).

Les spectres en énergie obtenus par la méthode de la chambre à fission pour la fission de  $^{235}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$  induite par des neutrons de 7 MeV, sont également bien représentés par des lois de MAXWELL entre 1 et 10 MeV (fig. 3). Cependant les énergies moyennes correspondantes (tableau I) sont sensiblement différentes. Dans les deux cas, la partie du spectre située en-dessous de 1 MeV présente un excès de neutrons par rapport à la loi de MAXWELL. A notre connaissance, il n'existe pas de résultats équivalents pour  $^{235}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$  à une énergie de neutrons incidents voisine de 7 MeV.

.../...

## CONCLUSION

La mesure du spectre en énergie des neutrons de fission a été réalisée pour la fission de  $^{235}\text{U}$  induite par des neutrons de 0,6 MeV. Les deux techniques utilisées pour cette mesure, le diffuseur, et la chambre à fission, donnent des résultats équivalents.

La chambre à fission est bien adaptée à la mesure des spectres en énergie des neutrons de fission, particulièrement lorsque l'énergie des neutrons incidents dépasse 2 MeV. Elle permet notamment une détermination précise du bruit de fond. Cependant, la relativement faible quantité de matériau fissile que l'on peut mettre dans une chambre à fission (quelques grammes) limite sévèrement le taux d'acquisition : une mesure avec diffuseur est généralement effectuée en 48 heures, tandis qu'il faut au moins 100 heures pour obtenir un spectre avec une précision équivalente avec la chambre à fission.

.../...

REFERENCES

- [1] TERREL, J. Phys. Rev. 113 (1959) 527
- [2] KOSTER, A. Proceeding of an IAEA consultants' meeting on prompt fission neutron spectra VIENNA (August 1971)
- [3] WERLE, H et al., J. Nucl. Energ. 26 (1972) 165
- [4] LEROY, J.L. et al. N.I.M. 88 (1970) 1
- [5] LISKIEN, H. et al. E.A.N.D.C. (E) 143 L (1971)
- [6] VERBINSKI, V.V. O.R.N.L. 4160 (1968)
- [7] MEADOWS, J.W. Phys. Rev. 157 (1967) 1076
- [8] JEKI, L. et al. K.F.K.I. 71-63
- [9] ISLAM, M.M. et al. Nucl. Sci. Eng. 50 (1973) 108

.../...

LEGENDE DES FIGURES

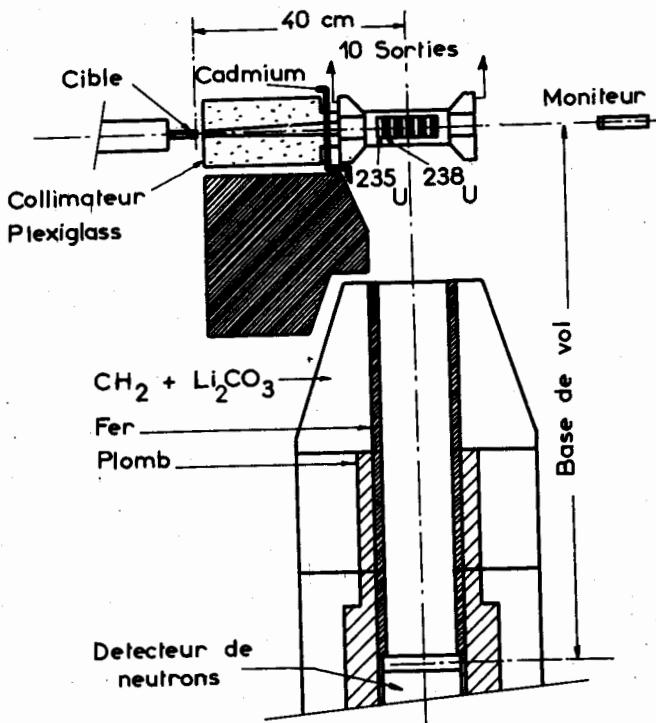
FIG. 1 : Schéma du dispositif expérimental pour les mesures avec la chambre à fission

FIG. 2 : Spectres expérimentaux de  $^{235}\text{U}$  avec ajustement de la loi MAXWELL entre 1 MeV et 10 MeV pour  $E_0 = 0,6$  MeV. En haut : diffuseur, en bas : chambre à fission

FIG. 3 : Spectres expérimentaux de  $^{235}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$  avec ajustement de la loi MAXWELL entre 1 MeV et 10 MeV pour  $E_0 = 7$  MeV obtenus avec la chambre à fission

TABLEAU I

Méthode expérimentale Energie incidente	Isotope	Gamme d'énergie (MeV)	Energies moyennes (MeV)
Diffuseur $E_0 = 0,6 \text{ MeV}$	$^{235}\text{U}$	1 - 10	$2,12 \pm 0,08$
Chambre à fission $E_0 = 0,6 \text{ MeV}$	$^{235}\text{U}$	0,55 - 7	$2,04 \pm 0,06$
		1 - 10	$2,09 \pm 0,05$
Chambre à fission $E_0 = 7 \text{ MeV}$	$^{235}\text{U}$	1 - 10	$2,14 \pm 0,06$
Chambre à fission $E_0 = 7 \text{ MeV}$	$^{238}\text{U}$	1 - 10	$2,07 \pm 0,07$



Dispositif expérimental

Figure 1

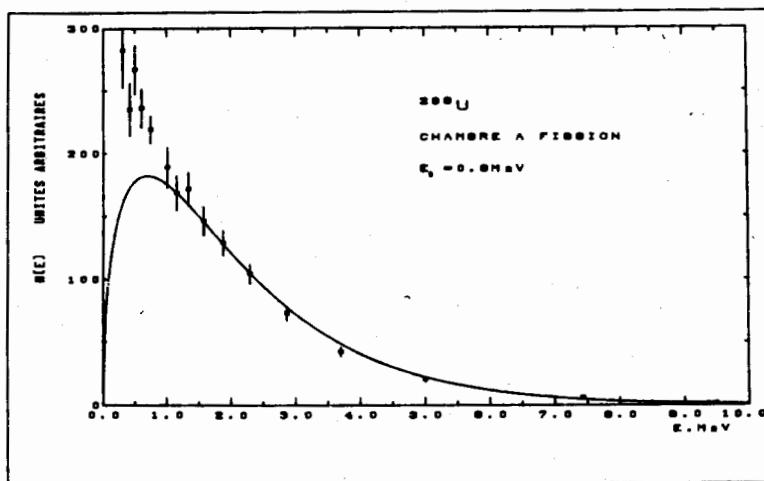
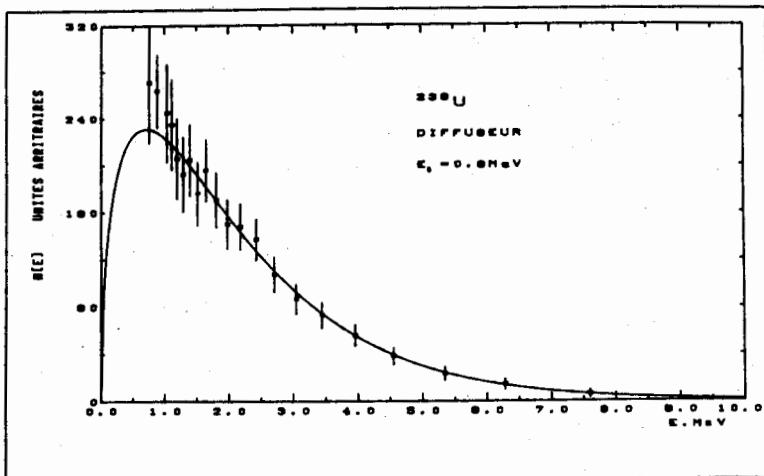


Fig. 2  
86I

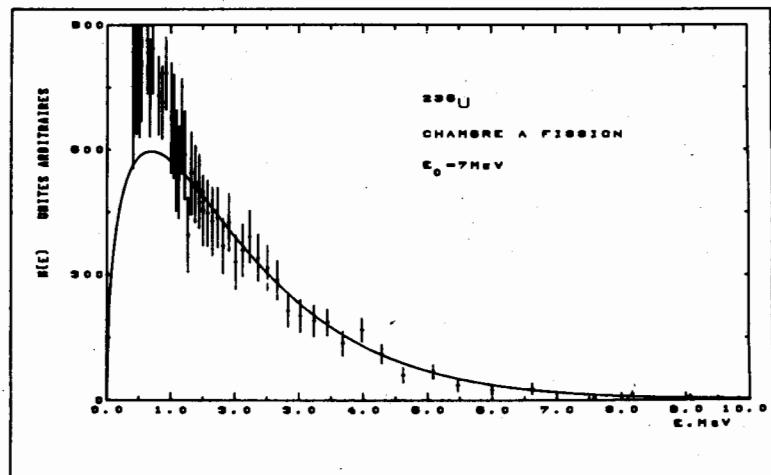
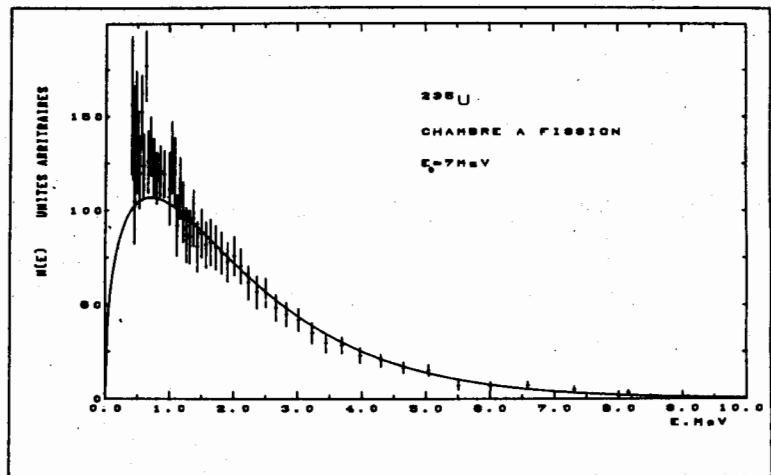


Fig. 3

MESURES RELATIVES ET ABSOLUES DE SECTIONS EFFICACES DE FISSION  
DE  $^{235}\text{U}$  ET  $^{238}\text{U}$  AVEC DES NEUTRONS RAPIDES

M. CANCÉ, G. GRENIER

*Service de Physique Nucléaire  
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel  
B.P. N° 61, 92120 Montrouge, France*

RESUME -

Nous décrivons la technique expérimentale utilisée pour ces mesures. Puis nous présentons nos premiers résultats se rapportant : d'une part à la comparaison des divers modes d'utilisation d'une chambre d'ionisation et d'autre part à la mesure de la section efficace de fission de  $^{235}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$  à 14,6 MeV.

ABSTRACT -

The experimental technique used for these measurements is described. Then our first results are presented on :

- the comparison between the various methods of using an ionization chamber
- the measurement of the fission cross sections of  $^{235}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$  at 14.6 MeV.

## I/ INTRODUCTION

Pour répondre aux demandes des utilisateurs de données nucléaires, un programme de mesures de sections efficaces de fission avec des neutrons d'énergie comprise entre 0,5 et 14 MeV a été mis sur pied.

Ces mesures basées sur la détection des fragments de fission sont effectuées soit avec une chambre d'ionisation  $4\pi$  soit avec un scintillateur gazeux  $4\pi$  pour les éléments fissiles à forte activité alpha.

Après avoir décrit la technique expérimentale utilisée pour ces mesures nous présentons nos premiers résultats se rapportant d'une part à la comparaison des divers modes d'utilisation d'une chambre d'ionisation et d'autre part à la mesure de la section efficace de fission de  $^{235}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$  à 14 MeV.

## II/ TECHNIQUE EXPERIMENTALE UTILISEE POUR LES MESURES DES SECTION EFFICACES

### DE FISSION AVEC DES NEUTRONS D'ENERGIE COMPRISE ENTRE 0,5 ET 7 MeV.

Notre choix s'est porté sur deux détecteurs: la chambre d'ionisation  $4\pi$  et le scintillateur gazeux  $4\pi$ .

En effet tous les deux permettent : d'une part d'utiliser une quantité de matière fissile relativement importante avec un dépôt mince, d'autre part de réduire notablement les corrections apportées par le support du dépôt qui dans ce cas est très mince.

Ces deux détecteurs sont en outre complémentaires; le scintillateur gazeux plus rapide que la chambre d'ionisation (supportant un taux de comptage élevé) est prévu essentiellement pour les mesures de sections efficaces de fission d'éléments fissiles à forte activité alpha.

#### 1°) Détecteurs de fissions

##### Chambre d'ionisation $4\pi$

Elle est formée de deux chambres  $2\pi$ , le support du dépôt constituant l'électrode commune. Le support et le dépôt sont suffisamment minces pour permettre la détection des deux fragments émis lors d'une fission.

.../...

La chambre est remplie avec un mélange gazeux de 90 % d'argon et de 10 % de méthane à la pression de 1,9 atmosphères.

La chambre utilisée est une double chambre  $4\pi$  (figure 1) permettant une mesure sur deux éléments fissiles.

#### Scintillateur gazeux $4\pi$

Il est constitué de deux cellules séparées optiquement par le support du dépôt. Comme gaz scintillant nous avons retenu, soit un mélange d'argon et d'azote optimisé à 96,5 et 3,5 % respectivement, soit du xénon pur, à la pression atmosphérique. Chaque cellule est vue par un photomultiplicateur 56 UVP à travers un quartz. (Figure 1)

#### 2°) Dépôts

Les dépôts peuvent être utilisés indifféremment dans l'un ou l'autre des détecteurs. Ce sont des dépôts de 60 mm de diamètre et de  $100 \mu\text{g/cm}^2$  d'épaisseur environ déposés sur un support plastique mince, soit sous forme d'acétate par électrospraying, soit sous forme de tétrafluorure par évaporation. Le support est du vyns de 20 à  $85 \mu\text{g/cm}^2$  métallisé par  $20 \mu\text{g/cm}^2$  d'aluminium de façon à assurer, soit la conduction électrique dans le cas de la chambre, soit la séparation optique dans le cas du scintillateur.

#### 3°) Dispositif expérimental

Ce dispositif est représenté sur la figure 2. Les neutrons d'énergie comprise entre 0,5 et 7 MeV sont produits par les réactions  $\text{T(p,n)}^3\text{He}$  et  $\text{D(d,n)}^3\text{He}$  en utilisant le faisceau pulsé d'un accélérateur Van de Graaff 4 MeV dont la largeur de bouffée est de 1 ns avec une fréquence de 1 MHz.

Le flux neutron est déterminé, soit par un long compteur directionnel [1] entre 0,5 et 3 MeV, soit par un gros scintillateur puits entre 2 et 7 MeV du type Poenitz [2]. Des mesures d'intercomparaison de détecteurs sont faites avec un télescope et à l'aide de la méthode de la particule associée.

#### 4°) Acquisition et traitement des données

Pour chaque dépôt de la chambre une acquisition multiparamétrique est faite sur ordinateur Mitra 15.

.../...

Les paramètres analysés sont : (voir Fig. 1)

- l'énergie E de l'un des fragments,
- la somme S des énergies des deux fragments,
- le temps de vol des neutrons provoquant la fission.

Dans le cas du scintillateur gazeux l'acquisition n'est faite que pour ces deux derniers paramètres. Pour ces deux types de détecteurs un prétraitement en ligne permet de constituer les spectres après élimination des fissions fortuites.

### III/ COMPARAISON DES DIVERS MODES D'UTILISATION D'UNE CHAMBRE D'IONISATION

Les chambres à fission ayant été très fréquemment utilisées pour les mesures de sections efficaces de fission, il était intéressant de comparer les différentes façons de les utiliser.

#### 1°) Mesure

Celle-ci a été faite en utilisant la chambre décrite au paragraphe II avec un seul dépôt. Ce dernier, fabriqué au Centre de Bruyères-le-Châtel, était un dépôt d'acéate d'uranium 235 de  $100 \mu\text{g/cm}^2$  sur un support vyns ( $20 \mu\text{g/cm}^2$ ) aluminisé ( $20 \mu\text{g/cm}^2$ ).

L'acquisition sur ordinateur des quatre paramètres suivant :

- l'énergie cinétique de chacun des deux fragments,
  - la somme des énergies cinétiques des deux fragments,
  - le temps de vol des neutrons provoquant la fission,
- nous a permis de faire cette comparaison.

Un prétraitement en ligne a été réalisé en sélectionnant les événements en fonction du temps de vol des neutrons. Après élimination des fissions fortuites les spectres suivants ont été constitués :

- le spectre d'énergie des fragments de fission (Fig. 3),
- le spectre de la somme des énergies des fragments (Fig. 4),
- le spectre de la somme des énergies des fragments lorsque les deux fragments étaient détectés,
- le spectre biparamétrique de l'énergie des fragments (Fig. 5).

.../...

## 2°) Résultats

Ces trois premiers spectres correspondent respectivement à trois modes d'utilisation de la chambre que l'on peut définir ainsi :  $2\pi$ ,  $4\pi$  et  $4\pi$  avec détection des deux fragments (coïncidence). Ces trois modes d'utilisation peuvent donc être comparés dans des conditions expérimentales rigoureusement identiques.

Si l'on compare le mode  $2\pi$  par rapport au mode  $4\pi$ , le nombre de fissions détectées pour le premier est inférieur de 1 % à celui obtenu pour le deuxième. D'autre part le pourcentage du nombre de fissions déterminé par extrapolation du spectre vers les basses énergies pour le mode  $2\pi$  est deux fois plus grand que celui obtenu pour le mode  $4\pi$ , d'où une erreur correspondante deux fois plus grande.

La comparaison du mode  $4\pi$  avec détection des deux fragments avec le mode  $4\pi$  sans corrélation met en évidence une perte de fission de l'ordre de 1 % du premier par rapport au second.

Ces comparaisons font ressortir la supériorité du mode  $4\pi$  mais elles font aussi apparaître tout l'intérêt du mode  $4\pi$  avec détection des deux fragments lorsque l'activité alpha devient gênante.

## III/ MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE FISSION DE $^{235}\text{U}$ ET $^{238}\text{U}$ A 14 MeV.

La section efficace de fission de  $^{235}\text{U}$  à 14 MeV est importante car elle sert de référence à de nombreuses mesures. SOWERBY dans sa dernière évaluation [3] estime que ces deux sections efficaces sont connues avec une précision de 2 %. Or les récents résultats de CZIRR et SIDHU [4] diffèrent de 6 % par rapport à l'évaluation de SOWERBY; d'où l'intérêt d'une nouvelle mesure.

### 1°) Méthode expérimentale.

La double chambre d'ionisation  $4\pi$  décrite au paragraphe précédent, était utilisée pour cette mesure.

#### Dépôts fissiles

C'étaient des dépôts de  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  de tétrafluorure d'uranium 235 et 238 déposé par évaporation sur un support de vyns de  $85 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  d'épaisseur et métallisé avec  $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  d'aluminium. Ces dépôts ont été réalisés et analysés par le Bureau Central des Mesures Nucléaires de l'Euratom à Geel/Belgique. Leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau I.

.../...

TABLEAU I

ECHANTILLON	COMPOSITION ISOTOPIQUE : (NOMBRE D'ATOMES EN %)				NOMBRE D'ATOMES/cm <sup>2</sup> DE <sup>235</sup> U OU <sup>238</sup> U
	<sup>234</sup> U	<sup>235</sup> U	<sup>236</sup> U	<sup>238</sup> U	
<sup>235</sup> U	1,6653 ± 0,0017	97,663 ± 0,003	0,1491 ± 0,0005	0,5229 ± 0,0006	2,136.10 <sup>17</sup> ± 0,007
<sup>238</sup> U	0,00016 ± 0,00001	0,01755 ± 0,00005	< 0,00001	99,9823 ± 0,0001	1,563.10 <sup>17</sup> ± 0,012

Source de neutrons

Les neutrons de 14,6 MeV étaient produits par la réaction T(d,n)<sup>4</sup>He en utilisant le faisceau continu d'un Van de Graaff 550 keV et la méthode de la particule associée (fig. 6).

2°) Mesure

La détection des particules alpha était faite avec un détecteur solide, le cône étant défini par un diaphragme.

Une recherche automatique du cône des neutrons associés était faite avec un petit scintillateur plastique vu par un photomultiplicateur en utilisant la méthode du temps de vol. Cette dernière était aussi utilisée avec la chambre pour réduire le bruit de fond dû, soit aux fissions produites par les neutrons diffusés par la salle, soit à l'activité alpha du dépôt.

L'acquisition biparamétrique du spectre de la somme des énergies des deux fragments et du spectre de temps de vol des neutrons provoquant la fission a permis d'effectuer une correction précise du bruit de fond. Ainsi le spectre obtenu pour l'uranium 235 est présenté sur la figure 7.

3°) Résultats préliminaires et discussion

Les périodes de <sup>234</sup>U, <sup>235</sup>U, <sup>236</sup>U et <sup>238</sup>U utilisées pour obtenir les activités spécifiques sont résumées dans le tableau II.

TABLEAU II [5]

ISOTOPES	$^{234}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	$^{236}\text{U}$	$^{238}\text{U}$
Périodes	2,446 ± 0,007 $10^5$ ans	7,038 ± 0,020 $10^8$ ans	2,34 ± 0,02 $10^7$ ans	4,468 ± 0,010 $10^9$ ans

(Erreur donnée pour  $3\sigma$ ).

Le nombre d'atomes par  $\text{cm}^2$ , utilisé pour le calcul de la section efficace de fission à 14,6 MeV et présenté dans le tableau I, a été obtenu à partir du comptage alpha des dépôts donné par le B.C.M.N. Il a été déterminé par deux méthodes : la faible géométrie pour l'échantillon de  $^{235}\text{U}$  et le comptage 4π pour l'uranium 238.

Les erreurs apportées par les corrections et les divers paramètres nécessaires au calcul de la section efficace de fission sont reportées dans le tableau III.

TABLEAU III

SOURCE D'ERREUR	ERREUR ( % ) POUR $1\sigma$	
	$^{235}\text{U}$	$^{238}\text{U}$
- Statistique (nombre de fissions comptées)	1	1,7
- Extrapolation vers le zéro du spectre de fission.	0,23	0,5
- Détermination du nombre d'atomes par $\text{cm}^2$	0,3	0,76
- Nombre de neutrons	0,1	0,1
- Atténuation des neutrons dans le support de la cible	0,18	0,18
- Atténuation des neutrons dans la face d'entrée de la chambre	0,2	0,2
- Fissions dues aux autres isotopes	0,15	
- Erreur totale	1,11	1,88

Les résultats présentés dans le tableau IV ne sont que préliminaires. En effet toutes les corrections et vérifications n'ont pas encore été faites. Ainsi pour l'efficacité de la chambre nous n'avons pas tenu compte de la perte de fissions dans le dépôt. Celle-ci doit cependant être faible compte tenu de l'épaisseur du dépôt utilisé et de la géométrie 4w. Nous n'avons pas tenu compte, non plus, des neutrons associés diffusant sur le support de cible et produisant une fission. D'autre part des mesures de vérification du nombre d'atomes par  $\text{cm}^2$  sont en cours.

Les erreurs indiquées dans le tableau IV correspondent aux sources d'erreur mentionnées dans le tableau III. Nos résultats sont aussi comparés aux données les plus récentes, mesurées ou évaluées, dans le tableau IV.

TABLEAU IV

$\sigma(n,f)$	RESULTATS					
$E_n = 14,6 \text{ MeV} \pm 0,13$	CZIRR ET SIDHU [4]	BENHENS ET AL. [9]	SOWERBY & PATRICK [3]	ENDF/B. IV	ALKAZOV [7]	PRESENTS RESULTATS
$^{235}\text{U}$	2,075 $\pm 0,04$		2,191 $\pm 0,04$	2,214		2,00 $\pm 0,03$
$^{238}\text{U}$			1,193 $\pm 0,02$	1,22	1,17 $\pm 0,01$	1,18 $\pm 0,02$
$^{238}\text{U} / ^{235}\text{U}$		0,563 $\pm 0,009$	0,544			0,590 $\pm 0,012$

Nos valeurs, plus faibles que celles qui sont recommandées par SOWERBY [3], sont en assez bon accord avec les résultats de CZIRR et SIDHU [4] et ceux de ALKAZOV [7]. Bien que préliminaires nos résultats semblent confirmer la valeur basse de la section efficace de fission de  $^{235}\text{U}$  à 14,6 MeV obtenue par CZIRR et SIDHU et qui diffère de la valeur recommandée par ENDF/B.IV de l'ordre de 7 %.

.../...

REFERENCES

- [ 1 ] J.L. LEROY, J.L. HUET et J. GENTIL  
Nuclear Inst. Meth. 1970, 88, 1
- [ 2 ] W.P. POENITZ "The black neutron detectors", A.N.L 7915, Argonne National Laboratory (1972)
- [ 3 ] M.G. SOWERBY et B.H. PATRICK, "A simultaneous evaluation of the fission cross section of  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{238}\text{U}$  and the capture cross section of  $^{238}\text{U}$  in the energy range 100 eV to 20 MeV". Annals of Nuclear Science and Engineering, Vol. 1 (1974) 409 - 435.
- [ 4 ] J.B. CZIRR ET G.S. SIDHU, "Fission cross section of  $^{235}\text{U}$  from 3 to 20 MeV"  
Nuclear Science and Engineering 57 (1975) 18 - 27.
- [ 5 ] R. VANINBROUKX "The half lives of some long lived actinides A compilation,  
EUR 5194e, C.B.N.M. 1974.
- [ 6 ] J.W. BEHRENS, G.W. CARLSON et R.W. BAUER  
"Neutron induced fission cross sections of  $^{233}\text{U}$ ,  $^{234}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$  with respect to  $^{235}\text{U}$ ", Conference on Nuclear Cross Section and Technology - Washington, D.C., March 3.7, 1975
- [ 7 ] I.D. ALKAZOV, "Measurement of the  $^{238}\text{U}$  cross section at 14.6 MeV",  
National Conference on Neutron Physics, KIEV, 1973.

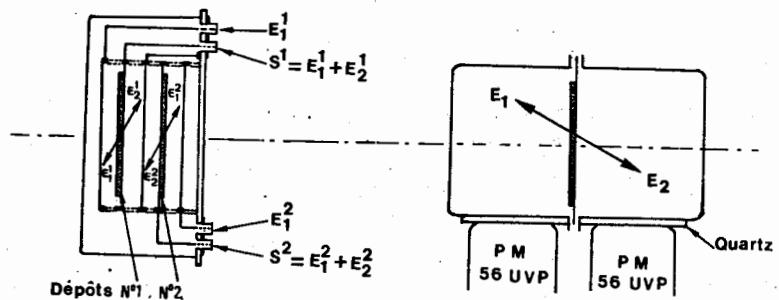


FIG. 1 Détecteurs de fissions utilisés pour les mesures des sections efficaces de fission :

- la chambre d'ionisation  $4\pi$  à gauche
- le scintillateur gazeux  $4\pi$  à droite.

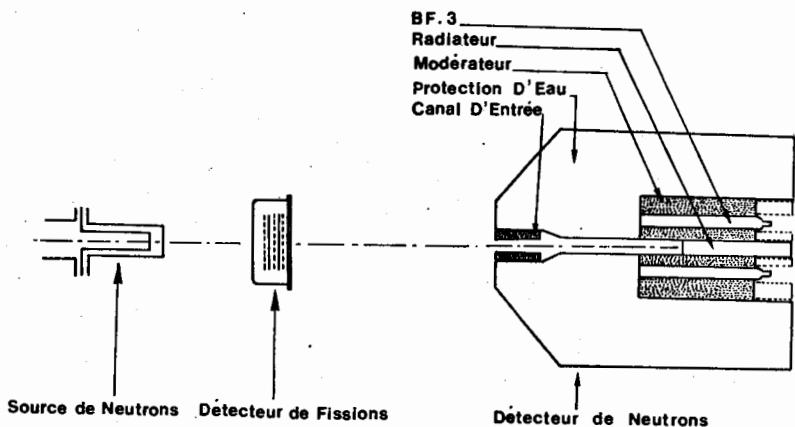


FIG. 2 Représentation schématique du dispositif expérimental utilisé pour les mesures des sections efficaces de fission avec des neutrons d'énergie comprise entre 0,5 et 7 MeV.

Le long compteur directionnel représenté sur la figure est utilisé entre 0,5 et 3 MeV. Il est remplacé par un gros scintillateur puits du type POENITZ entre 2 et 7 MeV.

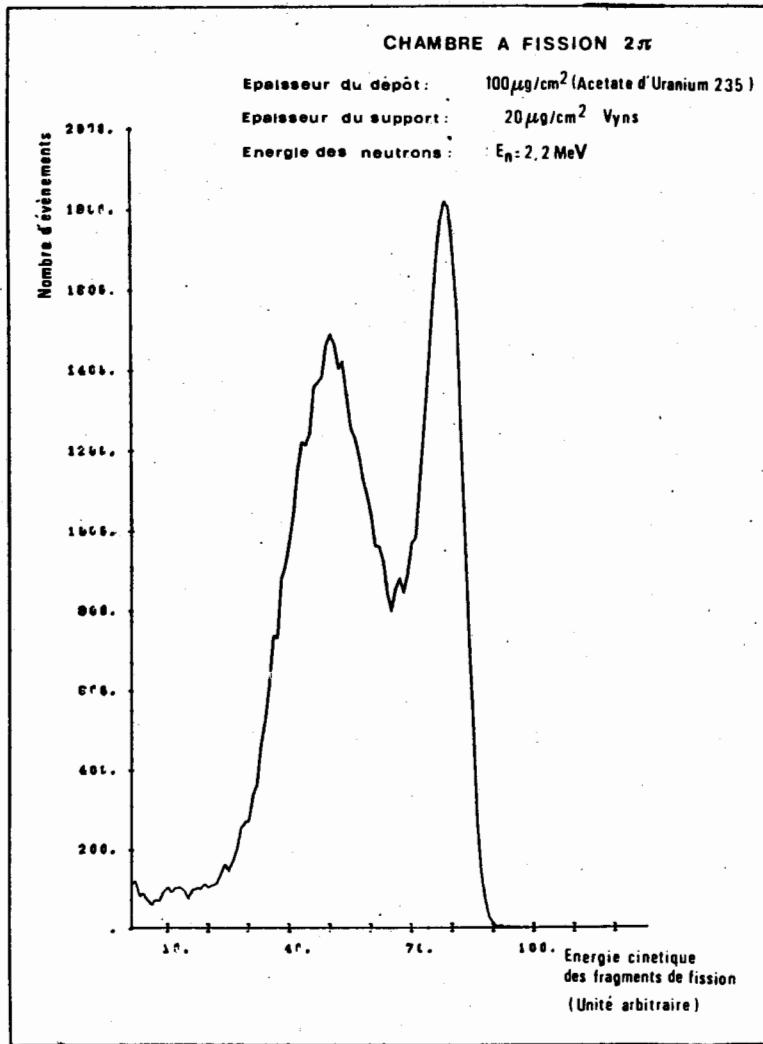


FIG. 3 Spectre d'énergie des fragments de fission obtenu avec un dépôt d'acé-  
tate d'uranium 235 de  $100 \mu\text{g/cm}^2$  sur un support de vyns de  $20 \mu\text{g/cm}^2$   
et des neutrons de  $2,2 \text{ MeV}$ .

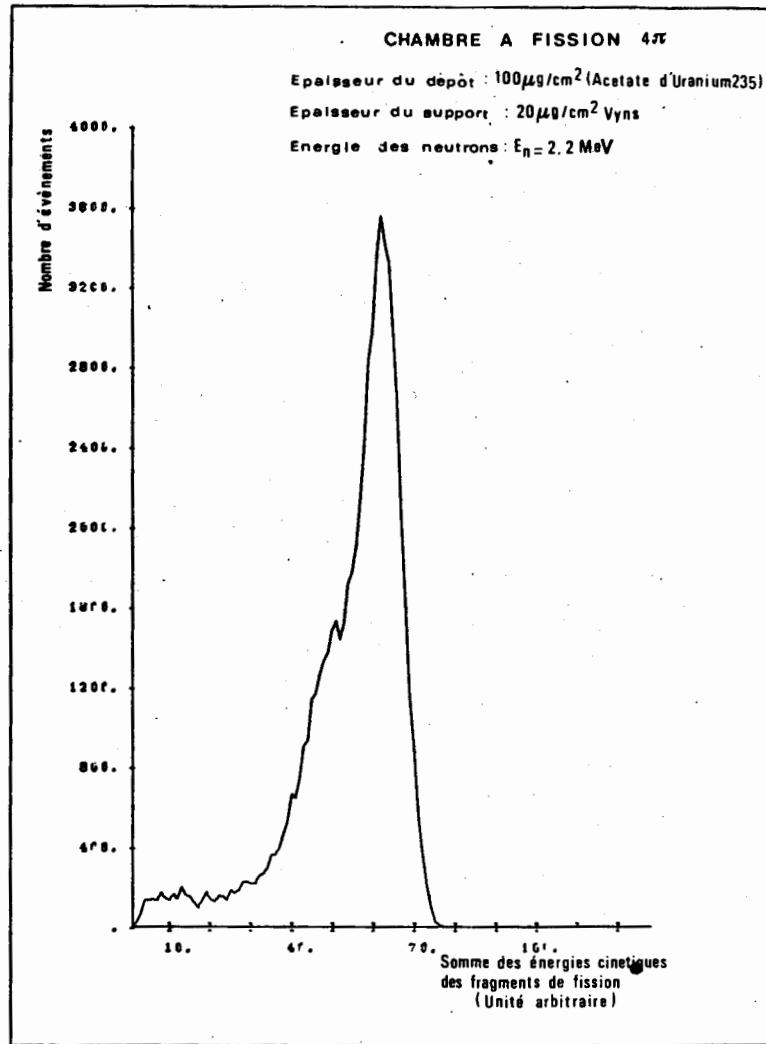


FIG. 4 Spectre de la somme des énergies des fragments de fission obtenu dans les mêmes conditions.

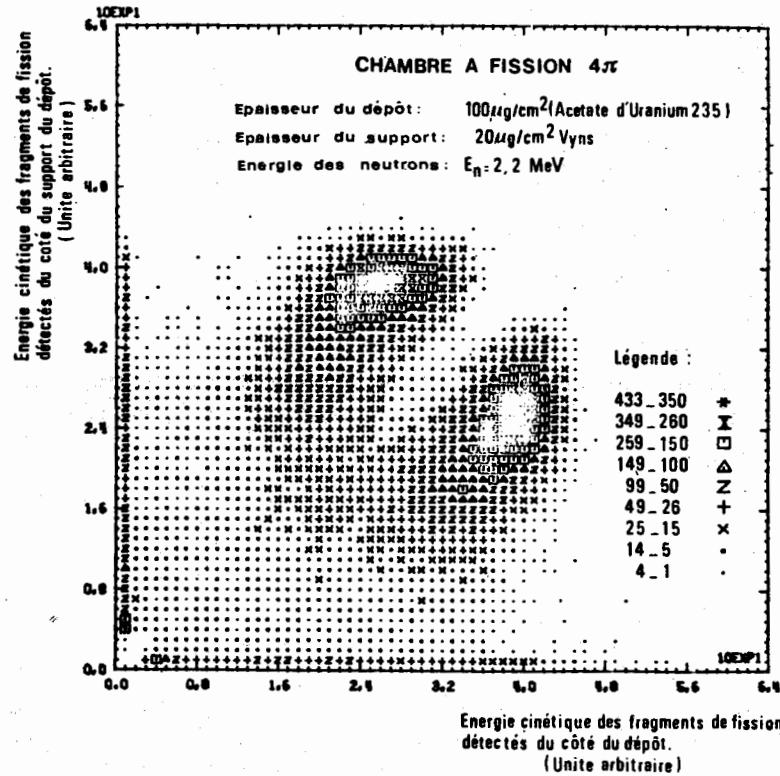


FIG. 5 Spectre biparamétrique de l'énergie des fragments de fission obtenu dans les mêmes conditions.

376

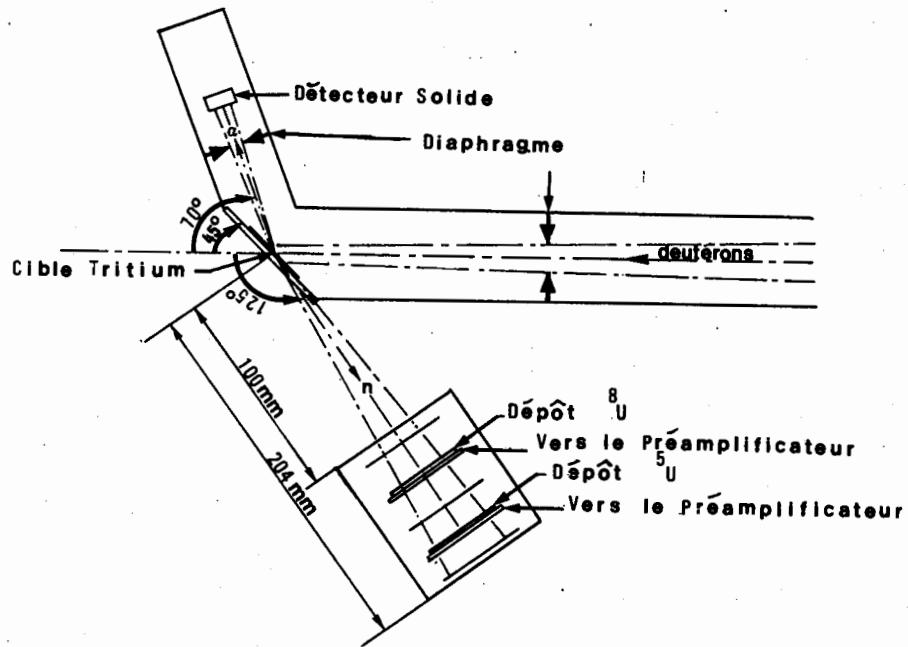


FIG. 6 Dispositif expérimental utilisé pour la mesure de la section efficace de fission de  $^{235}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$  à 14,6 MeV.

Nb d'impulsions / Canal

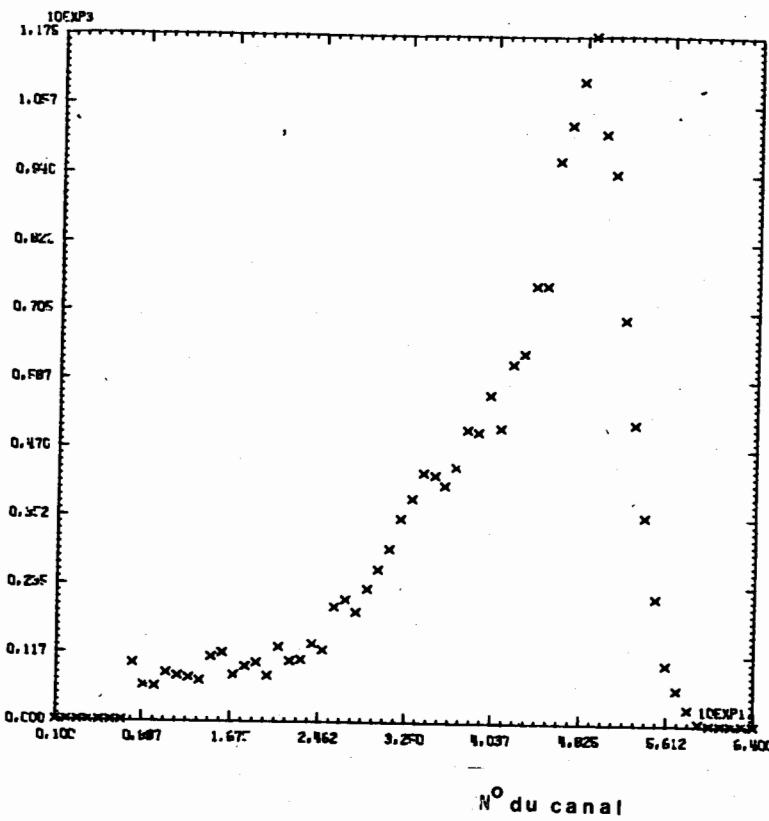


FIG. 7

SPECTRE DE LA SOMME DES ENERGIES DES FRAGMENTS  
OBTENU AVEC UN DEPOT DE  $^{235}\text{UF}_4$  DE 100  $\mu\text{g} / \text{cm}^2$

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>Секция 5. Экспериментальное изучение взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами (окончание).....</b>	<b>3</b>
Исследование гамма-излучения от неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора. Д е м и д о в А.М., Г о в о р Л.И. ....	3
Заселение уровней $^{92}\text{Mo}$ при неупругом рассеянии быстрых нейтронов реактора. Д е м и д о в А.М. и др. ....	34
Измерение зависимости времени жизни компаунд-ядер $^{256}\text{U}$ и $^{259}\text{U}$ от энергии возбуждения. В о р о т- н и к о в П.Е. и др.....	43
Etude de la reaction $^{140}\text{Ce}(\text{d},\text{n})^{141}\text{Pr}$ à $E_{\text{d}} = 12 \text{ MeV}.$ А д а м А., В е р с и л л о н О., Ж о л у С. ....	48
Premiers niveaux du noyau $^{32}\text{S}$ observes dans la reaction $^{31}\text{P}(\text{d},\text{n})^{32}\text{S}$ . У зу ре а и Ж., А д а м А., В е р с и л л о н О. ....	57
Calcul analytique de l'efficacité d'un scintillateur hydrocarbone utilisé comme détecteur de neutrons. В е р с и л л о н О., А д а м А., Ж о л у С....	68
<b>Секция 6. Сечения и другие характеристики процесса деления тяжелых ядер Нейтронами.....</b>	<b>76</b>
Корреляция между кинетической энергией осколков и мгновенными нейтронами при спонтанном делении ядер $^{252}\text{Cf}$ . Б о ч а г о в Б.А., Г л а д- ко в О.В. ....	76
Определение выходов некоторых продуктов деления $^{252}\text{Cf}$ путем измерения мягкого электромагнитного излучения. Д о н и ч к и н А.Г. и др.....	82
Угловые и энергетические распределения нейтронов спонтанного деления калифорния-252 в зависимости от масс и кинетических энергий осколков. В а с ильев В.А., С и дор о в Л.В., Ч уликов Н.М. ....	86
Число и спектры нейтронов для фиксированных оскол- ков при спонтанном делении $\text{Cr}^{252}$ . П и к с а й- ки н В.М., Д ы л ч е н к о П.П., К у д а е- в а Л.С. ....	92
Измерение спектра мгновенных нейтронов при спонтан- ном делении $\text{Cr}^{252}$ . К о т е л ь н и к о в а Г.В. и др. ....	109

Измерение спектра нейтронов деления $^{252}\text{Cf}$ в области энергий 0,02–2,0 МэВ. Б а т е н к о в О.И. и др. ...	114
Измерение спектров мгновенных нейтронов деления $^{233}\text{U}$ , $^{235}\text{U}$ , $^{239}\text{Pu}$ тепловыми нейтронами относительным и абсолютным методами. А н д р е й ч у к И.И. и др. ...	120
Изучение влияния запаздывающих $\gamma$ -квантов деления при измерениях спектров нейтронов деления методом времени пролета. Н е ф е д о в В.Н., С г а р о с т о в Б.И., С е м е н о в А.Ф. ....	125
Экспериментальные оценки вероятности испускания нейтронов деления за время, превышающее $10^{-14}$ сек. Б и л и н о в М.В., В и т е н к о В.А., К р и с т и к И.Т. ....	131
Кинетические энергии осколков в первых резонансах $^{235}\text{U}$ . Д е р м и н д ж и е в Е. и др. ....	137
Спектр мгновенных нейтронов деления $^{235}\text{U}$ тепловыми нейтронами в диапазоне энергии от 10 кэВ до 1 МэВ. Л а й т а к А. и др. ....	146
Fast Neutron Fission Spectrum Measurement of $^{235}\text{U}$ at 0,52 MeV Incident Neutron Energy. A d a m s J.M., J o h a n s s o n P.I. ....	153
Измерение среднего выхода нейтронов из осколков спонтанного деления $^{252}\text{Cf}$ и деления $^{239}\text{Pu}$ тепловыми нейтронами. Б а с о в В.Г. и др. ....	160
Определение среднего числа нейтронов на акт деления $^{252}\text{Cf}$ . А л е к с а н д р о в Б.М. и др. ....	166
Оценка точности энергетической зависимости $\bar{Y}$ для важнейших делающихся материалов. П р о х о р о в а Л.И. и др. ....	170
Измерения и анализ энергетической зависимости $\bar{Y}$ для $^{233}\text{U}$ , $^{238}\text{U}$ , $^{239}\text{Pu}$ . Н у р и е н с о в Б. и др. ....	175
Множественность мгновенных нейтронов при спонтанном делении урана-238. П о п е к о А.Г., Т е р - А к о п ь я н Г.М. ....	180
Множественность мгновенных нейтронов при вынужденном и спонтанном делении ядер. Х о х л о в В.А., С а в и н М.В., Й у д и н В.Н. ....	186
Calculation of the Fission Cross Section for $^{233}\text{U}$ and the Interpretation of Fragment Anisotropy and Fine Structure in $V$ and $E_K$ . В е г т р а м W.K. e.a. ....	191
Fine Structure in the Neutron Emission from $^{252}\text{Cf}$ Spontaneous Fission Fragments. В о л д е ш ап J.W., W a l s h R. L. ....	210
Особенности деления ядер легче тория при средних возбуждениях и близких к порогу. С е л и ц - к и й В.А. ....	216
Качественные особенности динамики деления атомных ядер. А д е е в Г.Д., Ч е р д а н ц е в П.А.	221

Энергетическая зависимость числа мгновенных нейтронов из осколков деления. А д е е в Г.Д. С о к о л о в а В.А., Ч е р д а н ц е в П.А. ....	226
Поляризуемость ядерного вещества в делящемся ядре и зарядовое распределение осколков деления. А д е е в Г.Д., Ф и л и п е н к о Л.А., Ч е р д а н ц е в П.А. ....	231
Об образовании спонтанно делящегося изомера $^{242m}\text{Am}$ в реакции захвата тепловых нейтронов. В а и б - с к и й Г.В. и др. ....	236
Энергетическая зависимость выхода делящегося изомера в реакции $^{241}\text{Am} + n$ . В о р о т н и к о в П.Е., О т р о щ е н к о Г.А. ....	241
Измерение сечений образования спонтанно делящихся изомеров в реакциях с нейтронами. Г а н г р - с к и й Д.П., М а р к о в Б.Н. ....	245
Intermediate Structure Studies of $^{234}\text{U}$ Cross Sections. J a m e s G.D. e.a. ....	251
Mise en evidence de bandes de rotation pres du seuil de fission dans la reaction $^{232}\text{Th}(n,f)$ . B l o n s J., M a z u r C., P a y a D. ....	291
Analyse des effets dynamiques dans la fission de $^{240}\text{Pu}$ a basse energie. P a t i n Y., L a c h - k a r J., S i g a u d J. ....	300
Etude du spectre du rayonnement $\gamma$ de prefission de la reaction $^{239}\text{Pu}(n, \gamma f)$ dans les resonances. T r o c h o n J. e.a. ....	323
Etude de la reaction $(n, \gamma f)$ pour la fission de $^{241}\text{Pu}$ induite par des neutrons de resonance. S i m o n G., F r e h a u t J. ....	337
Mesure du spectre en energie des neutrons de fission pour la fission de $^{235}\text{U}$ et de $^{238}\text{U}$ induite par des neutrons de 0,6 MeV et de 7 Mev. B e r t i n A.e.a. ....	349
Mesures relatives et absolues de sections efficaces de fission de $^{235}\text{U}$ et $^{238}\text{U}$ avec des neutrons rapides. C a n c e M., G r e n i e r G. ....	363

### НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

(Материалы 3-й Всесоюзной конференции по  
нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.)

Часть 5

Подписано в печать 5/УП-1976 г. ТБО2441 Формат 60 x 90 I/16  
Бумага офсетная № 2 Печ.л.28,8 Уч.-изд.л.19 Тираж 500 экз.  
Зак.тип.№ 663 Цена 1р.90к.

Отпечатано на ротапринте ЦНИИатоминформа,  
II9I46, Москва, Г-І46, аб/ящ 584