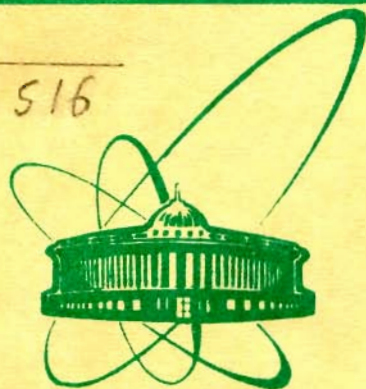


Д-516



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

4893/2-79

3/12-79

P3 - 12562

З.Длоугы, А.Дука-Зойоми, Й.Криштиак, Ц.Пантелеев

ИССЛЕДОВАНИЕ  $(n, \gamma f)$  ПРОЦЕССА  
НА ЯДРЕ  $^{235}\text{U}$

1979

**P3 - 12562**

З.Длоугы, А.Дука-Зойоми, Й.Криштиак, Ц.Пантелеев

ИССЛЕДОВАНИЕ  $(n, \gamma f)$  ПРОЦЕССА  
НА ЯДРЕ  $^{235}\text{U}$

Направлено в "Czechoslovak Journal of Physics"

Длоугы З. и др.

P3 - 12562

Исследование (п.  $\gamma f$ ) процесса на ядре  $^{235}\text{U}$

Измерялись флуктуации от резонанса к резонансу выхода рентгеновских квантов, предшествующих делению  $^{235}\text{U}$  нейтронами в диапазоне энергий между 2 и 21 эВ. Результаты показывают корреляцию выхода квантов с делительной шириной нейтронного резонанса  $\Gamma_f$ , что объясняется наличием процесса (п.  $\gamma f$ ) на ядре  $^{235}\text{U}$ . Измерена средняя ширина процесса  $\Gamma_{\gamma f} = (2.1 \dots 1.5) \dots (1.7 \dots 1.30)$  мэВ. Для средней энергии  $\gamma$ -излучения, предшествующего делению, получено значение  $\langle E_{\gamma f} \rangle = (750 \dots 400) \dots (130)$  кэВ. Оказывается, что среди  $\gamma$ -переходов, предшествующих делению, преобладают переходы типа  $M1$ .

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Dlouhy Z. et al.

P3 - 12562

Investigation of (п.  $\gamma f$ ) Process on  $^{235}\text{U}$  Nucleus

The fluctuation of uranium X-rays yield in coincidence with fission of  $^{235}\text{U}$  nucleus were observed at several neutron resonances. The results show the dependence of  $K_{\alpha 1}$  yield on fission width  $\Gamma_f$ . This dependence is explained by (п.  $\gamma f$ ) process on the  $^{235}\text{U}$  nucleus. The mean width  $\Gamma_{\gamma f}$  was determined to be equal to  $(2.1 \dots 1.5) \dots (1.7 \dots 1.30)$  meV. The mean energy of continuous  $\gamma$ -rays emitted before the fission was found to be  $(750 \dots 400) \dots (130)$  keV. It seems that the  $\gamma$ -transitions taking place before fission are mostly of the magnetic dipole.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на большой прогресс в понимании динамики деления тяжелых ядер в течение последних лет<sup>1</sup>, все еще остается немало нерешенных проблем, таких как вязкость ядерной материи, спектр  $\gamma$ -излучения, распределение массы, несохранение четности в делении и т.д. Одним из еще не полностью изученных вопросов является существование двухступенчатых реакций  $(n, \gamma f)$  или  $(n, \gamma n')$ . Поиск ответа на этот вопрос имеет большое значение, так как, например, расчеты Суховицкого и др.<sup>2/</sup> показывают, что учет процесса  $(n, \gamma f)$  на ядре  $^{239}\text{Pu}$  проявляется в полном сечении деления  $\sigma_f$  вкладом, достигающим /при  $E_n \sim 100 \text{ эВ}$ / 16 процентов.

С другой стороны, исследование процесса  $(n, \gamma f)$ , как и процессов  $(n, \gamma a)$  или  $(n, \gamma n')$ , позволяет получать информацию о  $\gamma$ -переходах между высоковозбужденными состояниями компаунд-ядра /  $E_{\text{BOY}} \sim 5-6 \text{ МэВ}$  /, т.е. о многочастичной компоненте волновой функции этих состояний. До сих пор этот вопрос изучен не полностью. Кроме того, процесс  $(n, \gamma f)$  может предоставить новую информацию о переходных состояниях составного ядра над барьером деления. Составное ядро, возникающее после поглощения резонансного нейтрона, подвергается действию двух конкурирующих процессов - делению и  $\gamma$ -распаду на более низкие уровни. Вероятности этих процессов сравнимы, о чем свидетельствует анализ средних радиационных и делительных ширин. Так как разность между энергией связи нейтрона  $B_n$  и высотой барьера деления  $E_B$  составляет /600-800/ кэВ, то, следовательно, можно ожидать, что даже после излучения фотона с энергией  $\sim 700 \text{ кэВ}$  компаунд-ядро

остается в состоянии, обладающем довольно большой шириной деления. Таким образом, может иметь место двухступенчатая реакция  $(n, \gamma f)$ .

Первыми попытались оценить вероятность этого процесса Ставински и Шакер<sup>3/</sup>. Однако их оценка средней ширины  $(n, \gamma f)$  реакции для ядра  $^{235}\text{U}$   $\Gamma_{\gamma f} = 0,3 \Gamma_{\gamma}$  оказалась слишком приближенной. На это указал Линн в своей более поздней работе<sup>4/</sup> и получил для нейтронных резонансов  $^{235}\text{U}$  со спином  $4^-$  и  $3^-$  значения  $\Gamma_{\gamma f} = 1,5 \text{ мэВ}$  и  $\Gamma_{\gamma f} = 3 \text{ мэВ}$ , соответственно. Результаты других расчетов величины  $\Gamma_{\gamma f}$ <sup>5,6/</sup> дают ее значение в интервале 1-6 мэВ в зависимости от предположения о мультипольности  $\gamma$ -перехода, предшествующего делению, и энергетической зависимости матричного элемента  $\gamma$ -перехода.

Первой попыткой экспериментального доказательства существования  $(n, \gamma f)$  процесса явилась работа Боумана и др.<sup>7/</sup>, в которой проводился анализ распределения делительных ширин резонансов ядра  $^{239}\text{Pu}$ . Дальнейшие экспериментальные работы в этой области основаны на измерении множественности  $\gamma$ -квантов, испускаемых в момент деления  $^{235}\text{U}$ <sup>8/</sup> или  $^{239}\text{Pu}$ <sup>9/</sup>.

Когда оказалось, что  $(n, \gamma f)$  процесс может объяснить флуктуации среднего числа нейтронов  $\bar{\nu}$ , возникающих на акт деления в изолированных резонансах, несколько авторов<sup>5, 9, 10/</sup> попытались косвенно определить ширину  $\Gamma_{\gamma f}$  посредством поиска корреляции среднего числа нейтронов  $\bar{\nu}$ , средней энергии  $\gamma$ -излучения  $E_{\gamma}$  и средней величины множественности  $\gamma$ -квантов в зависимости от делительной ширины  $\Gamma_{\gamma}$ .

Такие корреляции были обнаружены при делении ядер  $^{235}\text{U}$ <sup>5, 10/</sup>,  $^{239}\text{Pu}$ <sup>5, 9, 10, 11/</sup> и  $^{241}\text{Pu}$ <sup>12/</sup> нейтронами. Если в случае ядра  $^{239}\text{Pu}$  имеется хорошее согласие между разными авторами не только по вопросу о существовании  $(n, \gamma f)$  процесса, но и в значениях величины  $\Gamma_{\gamma f}$ , то ситуация для  $^{235}\text{U}$  совсем иная. Группа французских физиков<sup>5, 10/</sup> показала, что  $(n, \gamma f)$  процесс существует на уровне достоверности ~95%, но работа Гоува и др.<sup>13/</sup>, проведенная на основе оригинальной методики, показывает, по их мнению, что значения множественности нейтронов  $\bar{\nu}$ , полученные в работе Фрео и Шаклетона<sup>11/</sup>, могли быть определены не совсем точно.

В вышеупомянутых экспериментах <sup>5.9-11/</sup> измерялась множественность  $\gamma$ -лучей и их средняя энергия. Эти эксперименты являются косвенными и основаны на предположении, что спектр  $\gamma$ -излучения от осколков деления в отдельных резонансах не меняется.

В настоящей работе использован метод, предложенный впервые в работе <sup>14/</sup>, где также были приведены полученные предварительные результаты. Этот метод должен дать более прямое доказательство существования  $(n, \gamma f)$  процесса на ядре <sup>235U</sup>. Суть эксперимента заключается в регистрации характеристического рентгеновского излучения атомов урана, которое возникает в результате внутренней конверсии  $\gamma$ -излучения, предшествующего делению компаунд-ядра <sup>236U</sup>. Наши результаты, полученные с помощью этой новой методики, использовались также для анализа экспериментальных данных по поиску  $(n, \gamma f)$  процесса на ядре <sup>235U</sup>, полученных другими авторами <sup>5,10,13/</sup>.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Как уже сказано выше,  $\gamma$ -переходы, предшествующие делению ядра, определялись при помощи измерения рентгеновских квантов атомов урана. При этом предполагалось, что внутренняя конверсия  $\gamma$ -переходов между высоковозбужденными состояниями та же самая, что и для  $\gamma$ -переходов между состояниями в области низких энергий. В результате в оболочках атома <sup>236U</sup> образуются дырки, при заполнении которых высвечивается характеристическое рентгеновское излучение урана. Однако это справедливо только в случае, если среднее время жизни составного ядра  $\tau$  будет превышать время жизни дырок  $\tau_K$  на К-оболочке атома урана. Так как  $\tau_K = 7,3 \cdot 10^{-18} \text{ с}$  <sup>15/</sup> и из измеренных ширины нейтронных резонансов следует, что  $\tau \sim 10^{-13} - 10^{-15} / \text{с}$ , то можно ожидать, что измерение  $K_\alpha$ -характеристического излучения, регистрированного в совпадении с делением, даст правильную информацию о существовании  $(n, \gamma f)$  процесса.

Однако характеристическое рентгеновское излучение атомов урана, измеренное в совпадении с делением, может возникнуть и в результате следующих процессов:

1. Осколок деления ионизирует соседний атом урана, который затем испускает характеристическое излучение. Вероятность этого процесса трудно оценить, поскольку она зависит от степени ионизации осколков.
  2. Гамма-лучи из осколков деления испытывают фотоэффект на других атомах урана. Количественную оценку этого процесса можно дать на основе анализа геометрии мишеней в ионизационной камере и спектра  $\gamma$ -излучения.
- Величину  $R_i$ , определяющую число квантов  $K_{\alpha 1}$ -рентгеновского излучения  $U$  на один акт деления, зарегистрированных в совпадении с делением в отдельном  $i$ -том/ нейтронном резонансе ядра  $^{235}U$ , можно записать <sup>14</sup> как

$$R_i = \epsilon_{\gamma} \beta w_K \frac{a_K}{1 - a_K} \cdot \frac{\Gamma_{\gamma f}^i}{\Gamma_f^i} \cdot B \quad /1/$$

где  $\epsilon_{\gamma}$  - абсолютная эффективность регистрации линии  $K_{\alpha 1}$ ,  $a_K$  - коэффициент внутренней конверсии  $\gamma$ -излучения, предшествующего делению,  $\beta$  - относительная интенсивность характеристической линии  $K_{\alpha 1}$  ( $\beta = 0.48$ ),  $w_K$  - флуоресцентный выход ( $w_K = 0.96$ ),  $\Gamma_{\gamma f}^i$  - ширина ( $n, \gamma f$ ) процесса в  $i$ -том резонансе,  $\Gamma_f^i$  - ширина деления, коэффициент  $B$  учитывает фон, вызван-

ный процессами 1 и 2. Значение  $\frac{a_K}{1 + a_K}$  усреднено по спектру

$\gamma$ -лучей, предшествующих делению. Уравнение /1/ выведено без учета случайных совпадений и фотоэффекта на других ядрах урана, вызванного  $\gamma$ -излучением, предшествующим делению.

Если ( $n, \gamma f$ ) процесс не существует или значения  $a_K$  малы, то экспериментальные значения величины  $R_i$  можно представить в виде прямой  $R_i = B$ .

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ АППАРАТУРА

Измерения проводились на пучке нейтронов импульсного реактора ИБР-30, работающего в бустерном режиме с линейным

ускорителем электронов. Мощность реактора была  $\sim 6$  кВт, частота 100 Гц и ширина вспышки нейтронов  $\sim 4$  мкс. Экспериментальная аппаратура размещалась на пролетной базе длиной 57 м, что обеспечивало разрешение нейтронных резонансов  $^{235}\text{U}$  в диапазоне от 1 до 21 эВ при потоке нейтронов  $\sim 10^8$  нейтр./см<sup>2</sup>с эВ.

В качестве мишени и вместе с тем быстро детектора осколков деления использовалась многослойная камера деления с толщиной слоя 2 мг/см<sup>2</sup>, содержащая 2 г урана, обогащенного изотопом  $^{235}\text{U}$  до 90%. В качестве рабочего газа использовался чистый метан под давлением 2,5 атм. Основные характеристики камеры деления и используемого токового преобразователя приведены в работе <sup>16</sup>. Эффективность регистрации камеры деления составляла  $\sim 50\%$ .

На расстоянии 2,5 см от края активного объема камеры, вне пучка нейтронов, был расположен планарный Ge(Li) детектор объемом 5 см<sup>3</sup> или коаксиальный детектор /7 см<sup>3</sup>/ с разрешением при энергии 185 кэВ, 1,3 кэВ и 2,6 кэВ соответственно.

На расстоянии 2,5 см от края активного объема камеры, вне пучка нейтронов, был расположен планарный Ge(Li) детектор объемом 5 см<sup>3</sup> или коаксиальный детектор /7 см<sup>3</sup>/ с разрешением при энергии 185 кэВ, 1,3 кэВ и 2,6 кэВ, соответственно.

Схема электронной аппаратуры приведена на рис. 1 и, в принципе, представляет собой схемы быстро-медленных совпадений. Импульсы от  $\gamma$ -излучения усиливаются и формируются стандартными электронными блоками. Быстрые временные сигналы от Ge(Li) детектора формируются при помощи дискриминатора со следящим порогом и поступают вместе с быстрыми сигналами от камеры деления, сформированными дискриминатором, на схему быстрых совпадений и на схему время-амплитудного конвертора. С его помощью измерялась разница во времени между сигналами от Ge(Li) детектора и сигналами от камеры. Хотя экспериментальное временное разрешение для энергии  $\gamma$ -излучения 70-1000 кэВ составляло  $\sim 12$  нс, во время измерения выбиралось разрешающее время  $\sim 40$  нс. Импульсы от схемы быстрых совпадений управляли 1024-канальным амплитудным кодировщиком в  $\gamma$ -канале и поступали на вход временного кодировщика, фиксирующего время пролета резонансного



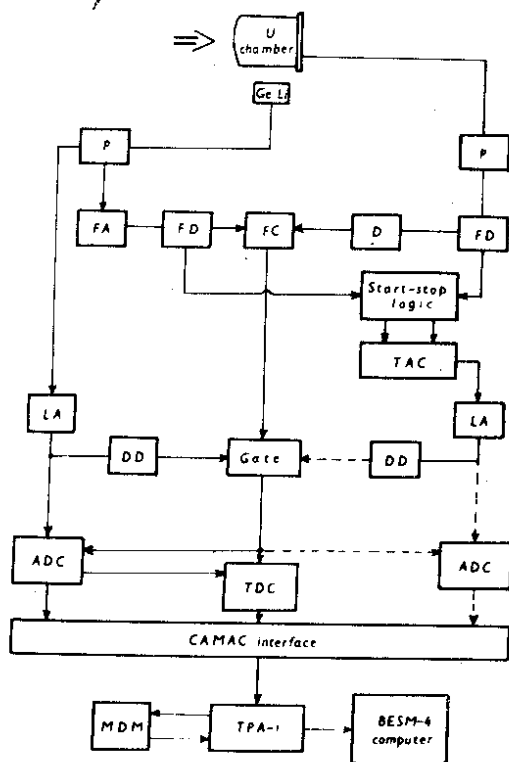


Рис. 1. Схема электроники. P - предусилитель, LA - линейный усилитель, ADC - амплитудный кодировщик, TDC - временной кодировщик, FA - быстрый усилитель, ED - быстрый дискриминатор, FC - быстрое совпадение, D - задержка, DD - дифференциальный дискриминатор, TAC - время-амплитудный конвертор, MDM - магнитный диск.

нейтрона. Одно регистрируемое событие записывалось в виде слова, содержащего информацию как о времени пролета нейтрона, который вызывает деление, так и об энергии  $\gamma$ -кванта, который испускается в процессе деления.

Поступающие коды накапливаются в памяти управляющей ЭВМ ТРА-1001i; после набора 128 слов информация переносилась на магнитный диск. В течение измерения проводилась сортировка накопленной информации в упорядоченную матрицу,  $512 \times 1024$  каналов. По окончании измерения упорядоченные данные суммируются в определенных интервалах времени пролета /временных окнах/, отвечающих нейтронным резонансам; по-

лученные амплитудные спектры записываются на магнитную ленту ЭВМ БЭСМ-4 для дальнейшей обработки.

Одновременно с двухмерным измерением на ЭВМ ТРА-10011 производилось мониторинговое время-пролетное спектра от камеры деления на 4096-канальном анализаторе.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Выполнены две серии экспериментов. Первое измерение, проведенное с Ge(Li) детектором с разрешением 2,6 кэВ, длилось 100 ч, результаты этого измерения приведены в работе /14/. Во второй серии продолжительность измерений была 163 ч и использовался Ge(Li) детектор с разрешением 1,3 кэВ, камера деления зарегистрировала 854 млн. делений, в том числе 38,7 млн делений в резонансе 8,78 эВ.

Время-пролетный спектр от камеры деления показан на рис. 2. Спектр служил для мониторингования числа актов деления в отдельных нейтронных резонансах. Площади нейтронных резонансов  $A^1$  определялись суммой числа импульсов в данном временном окне резонанса, из которой вычитался экстраполированный по линейному закону фон под резонансом. Рядом с резонансом выбирались фоновые окна  $A^f$ .

В тех же временных окнах суммировались амплитудные спектры от Ge(Li) детектора, измеренные в совпадении с делением. Эти спектры, полученные для нейтронных резонансов 8,78 и 12,39 эВ, приведены на рис. 3. Энергетическая калибровка спектров по известным линиям естественной  $\gamma$ -активности урана в камере деления проводилась несколько раз в течение эксперимента. Абсолютная эффективность Ge(Li) детектора определялась на основе полной активности изотопа  $^{235}\text{U}$  в камере деления. Величина абсолютного числа  $\gamma$ -переходов на 100  $\alpha$ -распадов  $^{235}\text{U}$  взята из работы Ваню и др. /17/. Площади  $I_{\gamma}$  отвечающие определенным линиям рентгеновского спектра, определялись суммой отсчетов в каналах под пиком, из которой вычитался экстраполированный линейный  $\gamma$ -фон. В дальнейшей обработке в эти значения площадей вводились поправки на вклад фона под исследованным нейтронным резонансом /см. рис. 2/.

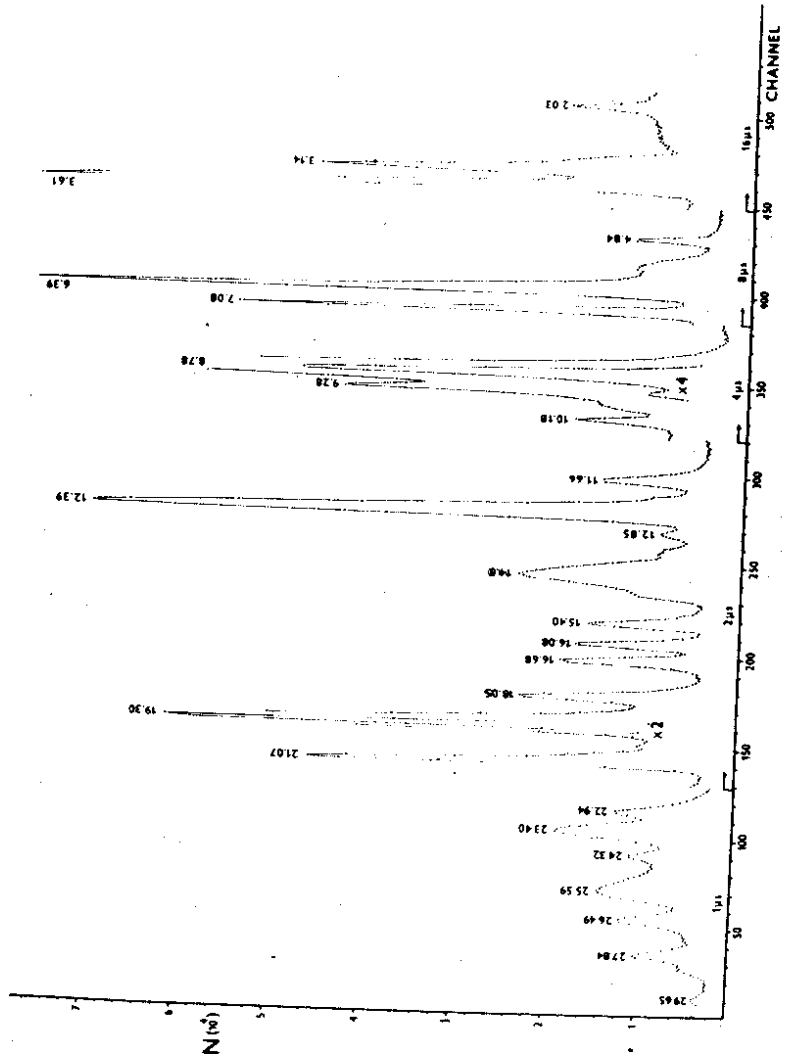


Рис. 2. Время-пролётный спектр актов деления в камере.

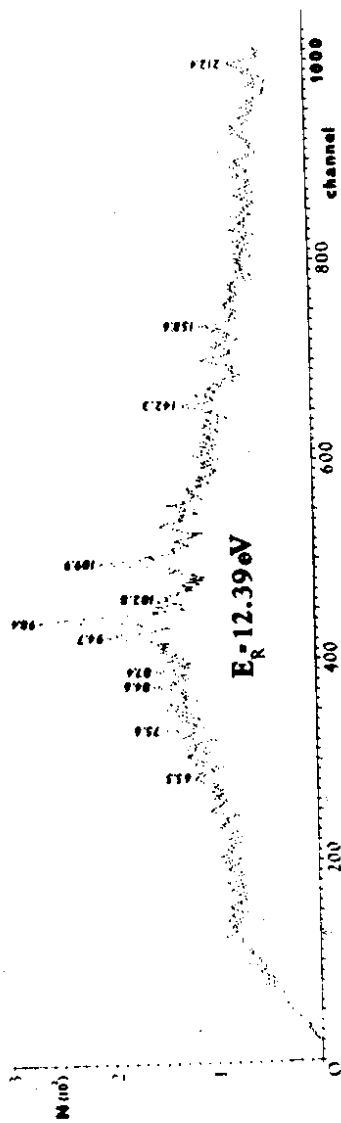
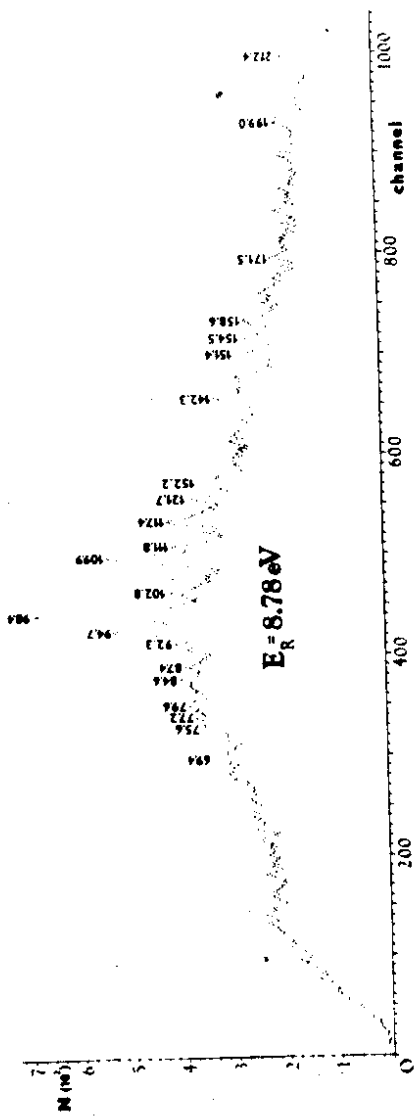


Рис. 3. Амплитудный спектр для нейтронных резонансов.  
 а/ 8,78 эВ, б/ 12,39 эВ.

Для этого на малых расстояниях от нейтронных резонансов в двумерной матрице выбирались "фоновые временные окна", и в полученных фоновых амплитудных спектрах определялись интенсивности  $\Phi_{\gamma}^i$  рентгеновских линий, которые нормировались на число отсчетов  $A_{\Phi}^i$  камеры деления. В зависимости от величины фона под нейтронным резонансом, величины, пропорциональные значению фоновых рентгеновских линий, вычитались от первоначальных площадей. В обработке использовались два подхода. В первом случае вычиталось среднее значение, полученное из всех фоновых временных окон  $\Phi_{\gamma}^i / A_{\Phi}^i = 4,5 \pm 2,3 \cdot 10^{-5}$ , в другом  $\Phi_{\gamma}^i / A_{\Phi}^i$  определялось ближайшим к исследованному резонансу окном.

Таким образом, определенные интенсивности рентгеновских линий  $I_{\gamma}^i(K_{\alpha 1})$  и площади нейтронных резонансов  $A^i$  использовались для вычисления  $R_i = I_{\gamma}^i(K_{\alpha 1}) / A^i$ . Зависимость

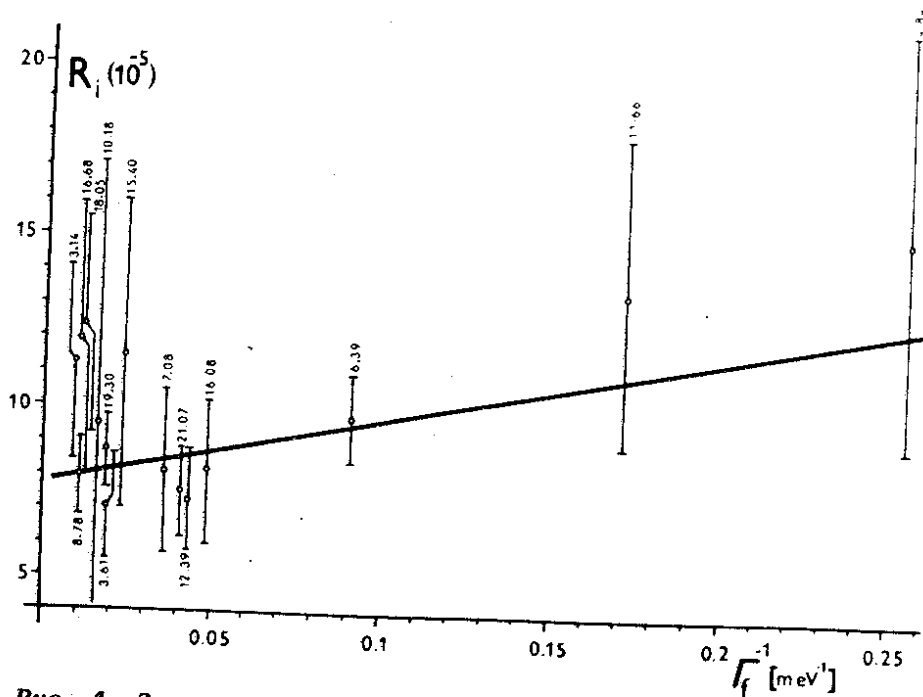


Рис. 4. Зависимость экспериментально полученного значения  $R_i$  от  $1/\Gamma_f^i$ . Полная линия получена методом наименьших квадратов.

величины  $R_i$ , вычисленной с помощью среднего значения фона на  $\Phi_{\gamma}^i \cdot A_{\Phi}^i$  от  $1/\Gamma_i^i$  отдельных резонансов, показана на рис. 4. В ошибки экспериментальных точек включены статистические ошибки площадей рентгеновских линий вместе с ошибками, возникающими от вычитания фона.

Предполагая ширину ( $n, \gamma f$ ) процесса не меняющейся от резонанса к резонансу, что обосновано тем, что ( $n, \gamma f$ ) процесс имеет большое количество открытых каналов в отношении к  $\gamma$ -переходам составного ядра и распределение ширины  $\Gamma_{\gamma f}$  очень узкое, зависимость  $R_i$  от величины  $1/\Gamma_i^i$  можно описать прямой

$$R_i = A \cdot 1/\Gamma_i^i + B \quad /2/$$

Значения коэффициентов  $A = 18,1 \pm 10,2 \cdot 10^{-5} \text{ мэВ}$  и  $B = 7,8 \pm 0,5 \cdot 10^{-5}$  были определены методом наименьших квадратов. Для величины  $\chi^2$  на одну степень свободы для взвешенных точек получено значение 0,64. Значения делительных ширины отдельных резонансов  $1/\Gamma_i^i$  /мэВ/ брались из работ /18,19/.

Из сравнения выражений /1/ и /2/ и пользуясь экспериментальными значениями коэффициентов  $\omega = 0,96$ ,  $\beta = 0,48$ , экспериментальной абсолютной эффективности  $\epsilon_{\gamma} = 1,7 \pm 0,3 \cdot 10^{-3}$  и коэффициентом  $A$ , получаем соотношение, связывающее шири-

ну  $\Gamma_{\gamma f}$  и величину  $\frac{\alpha_K}{1 + \alpha_K}$  /усредненную по спектру  $\gamma$ -переходов, предшествующих делению/

$$\frac{\alpha_K}{1 + \alpha_K} \cdot \Gamma_{\gamma f} = (0,23 \pm 0,13) \text{ мэВ} \quad /3/$$

## 5. АНАЛИЗ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Соотношение /3/, вместе с результатами работ других авторов /5,10/, позволяет определить мультипольность  $\gamma$ -переходов, предшествующих делению, и их среднюю энергию. В работе Трошона и др. /10/ для  $^{235}\text{U}$  получена величина

$$E_{\gamma f} \cdot \Gamma_{\gamma f} = (1590 \pm 710) \text{ эВ}^2, \quad /4/$$

где  $\langle E_{\gamma f} \rangle$  - средняя энергия  $\gamma$ -излучения, предшествующего делению. С другой стороны, подобное выражение можно получить из работы /13/, где приводятся относительные величины множественности нейтронов  $\nu_i$  в отдельных нейтронных резонансах  $^{235}\text{U}$ . Если взять только те величины  $\nu_i$ , которые относятся к нашим исследованным резонансам в области 2-21 эВ, то зависимость  $\nu_i$  от  $1/\Gamma_f^i$  можно описать прямой /10/

$$\nu_i = a + \frac{b}{\Gamma_f^i},$$

где  $a = 1,0013$  и  $b = -4,67 \pm 2,90 \cdot 10^{-2} \text{ мэВ}$  со значением  $\chi^2$  на одну степень свободы  $\chi^2 = 1,96$ . Эти значения можно описать и константой  $\nu_i = 1,000$  с  $\chi^2 = 2,14$ . Предполагая существование  $(n, \gamma f)$  процесса, коэффициент  $b$  можно записать как

$$b = \frac{\langle \Gamma_{\gamma f} \rangle}{\nu} \cdot \langle E_{\gamma f} \rangle \cdot \left( \frac{\Delta \nu}{dE^*} \right).$$

Проведенный нами анализ результатов работы /13/ с использованием значений  $\Delta \nu / dE^* = -0,1077 \text{ нейтр./МэВ}$  и  $\bar{\nu} = 2,393 \pm 0,080 / \text{нейтр.}$ , взятых из работы /20/, приводит к величине  $\langle E_{\gamma f} \rangle \cdot \langle \Gamma_{\gamma f} \rangle = 1037 \pm 645 / \text{эВ}^2$ , что в пределах ошибки соответствует результатам работы /10/.

В наших расчетах предполагается, что процесс  $(n, \gamma f)$  не зависит от спина резонансов, и из сравнения выражений /3/ и /4/ можно получить уравнение

$$(0,145 \pm 0,107) \cdot \langle E_{\gamma f} \rangle = \left\langle \frac{a_K}{1 + a_K} \right\rangle.$$

где  $E_{\gamma f}$  выражено в МэВ. Так как зависимость коэффициента внутренней конверсии от  $E_\gamma$  известна, решение уравнения /5/ зависит только от характера  $\gamma$ -излучения, предшествующего делению. Задача упрощена тем, что можно рассчитать только относительную форму спектра, этого достаточно для получения средней энергии  $\langle E_{\gamma f} \rangle$   $\gamma$ -излучения, предшествующего деле-

нию, и усредненного по  $\gamma$ -спектру значения  $\left\langle \frac{a_K}{1 + a_K} \right\rangle$ .

Спектр  $N_\gamma(E)$  считался пропорциональным произведению вероятности испускания  $\gamma$ -кванта  $w_\gamma$  и вероятности перехода через барьер деления  $w_f$  /3,4/.

$$N_{\gamma}(E) = w_{\gamma}(E_{\gamma}) \cdot w_f(B_n - E_{\gamma}), \quad /6/$$

где  $B_n$  - энергия связи нейтрона и  $E_{\gamma}$  - энергия  $\gamma$ -кванта, предшествующего делению составного ядра  $^{236}\text{U}$ .

Зависимость вероятности  $w_{\gamma}(E_{\gamma})$  от энергии вычислялась по формуле:

$$w_{\gamma}(E_{\gamma}) = A \cdot E_{\gamma}^{2L+1} \cdot |M_{\gamma}|^2 \cdot \rho(B_n - E_{\gamma}), \quad /7/$$

где  $|M_{\gamma}|$  - матричный элемент соответствующего  $\gamma$ -перехода,  $\rho(E)$  - плотность уровней и  $L$  - мультипольность излучения. Для вычисления использовались матричные элементы, соответствующие как одночастичной модели Вайскофа  $|M_{\gamma}|^2 = \text{const.}$ , так и гигантскому резонансу

$$|M_{\gamma}|^2 = \frac{E_{\gamma}^2}{(E_R^2 - E_{\gamma}^2)^2 + E_{\gamma}^2 \cdot \Gamma^2} \quad /8/$$

со схематическими параметрами  $E_R = 8,7 \text{ МэВ}$ ,  $\Gamma = 2,2 \text{ МэВ}$  для  $M1$ -переходов <sup>/21/</sup> и  $E_R = 10,85 \text{ МэВ}$ ,  $\Gamma = 2,45 \text{ МэВ}$  для  $E1$ -переходов <sup>/22/</sup>. Плотность уровней  $\rho(E)$  вычислялась по формуле Жилберта-Камерона <sup>/23/</sup> со следующими параметрами:  $a = 30,24 \text{ МэВ}^{-1}$ , энергия спаривания  $\Delta = 1,18 \text{ МэВ}$  и  $\sigma^2 = 6/\pi^2 \cdot 0,146 \cdot A^{2/3} \cdot a^{1/2} \cdot (B_n - E_{\gamma} - 1,18)^{1/2}$ .

Вероятность перехода через барьер деления  $w_f$  вычислялась двумя способами. В первом случае вычислялась вероятность перехода через одnogорбый барьер по формуле

$$w_f(B_n - E_{\gamma}) = \{1 + \exp[2\pi(E_f - B_n + E_{\gamma})/\hbar\omega]\}^{-1} \quad /9/$$

с параметрами  $E_f = 5,70 \text{ МэВ}$ ,  $\hbar\omega = 0,90 \text{ МэВ}$ ,  $B_n = 6,46 \text{ МэВ}$ .

При вычислении вероятности перехода через двугорбый барьер использовалось выражение:

$$w_f(B_n - E_{\gamma}) = \frac{P_A \cdot P_B}{P_A + P_B}, \quad /10/$$

где  $P_A$  и  $P_B$  - значения проницаемости первого и второго барьеров, соответственно, рассчитанных по формуле <sup>/9/</sup>. Для расчета использовались параметры барьеров, взятые из работы <sup>/24/</sup>.



Для расчета спектров  $N_{\gamma}(E_{\gamma})$  были сделаны следующие предположения: а/ в процессе ( $n, \gamma f$ ) до деления ядра излучается только один  $\gamma$ -квант; б/ имеют место только дипольные переходы, так как результаты расчетов, проведенных для E2-переходов, оказались похожи на результаты для M1-переходов; в/ не учитывались вибрационные уровни во второй яме, которые могут привести к возникновению определенных линий в спектре  $N_{\gamma}(E)$  из-за большей проницаемости барьера деления.

Ввиду того, что использованные значения отвечают составному ядру в состоянии  $J^{\pi}K = 0^{+}0$ , необходимо оценить вклад переходных состояний, построенных над барьером деления.

Для учета этого вклада в первом приближении были выполнены расчеты спектров  $N_{\gamma}$  и средних значений  $E_{\gamma f}$  для интервала значений барьера  $E_{\Delta}$  от 5,70 до 7,20 МэВ/с шагом

0,1 МэВ/. Для вычисления средних значений  $\frac{\alpha_K}{1 + \alpha_K}$  соответствующих рассчитанным спектрам, использовались значения коэффициента внутренней конверсии  $\alpha_K$ , определенных в 50 кэВ

Таблица 1

Результаты расчета средних энергий спектров  $\gamma$ -излучения  $E_{\gamma f}$  предшествующих делению, и соответствующих усредненных значений  $\frac{\alpha_K}{1 + \alpha_K}$  для одногорбого барьера  $E_{\Delta}$  и постоянного матричного элемента  $\gamma$ -перехода.

$E_{\Delta}$ /МэВ/	$E_{\gamma f}$ /кэВ/	$\alpha_K$	
		1 + $\alpha_K$ для M1-переходов	1 + $\alpha_K$ для E1-переходов
5,70	694	0,131	0,0094
5,90	648	0,152	0,0108
6,10	529	0,232	0,0171
6,40	462	0,297	0,0237
6,50	452	0,307	0,0250
6,70	443	0,317	0,0261
6,90	440	0,319	0,0264
7,20	439	0,320	0,0265

интервалах из работы <sup>25</sup> (Полученные данные  $E_{\gamma}$  и  $\frac{a_K}{1+a_K}$ ,

часть которых приведена в табл. 1, использовались для графического решения уравнения /5/.

Для более корректного расчета необходимо уточнить схему переходных состояний над первым барьером. Обычно для построения схемы переходных состояний используют данные об уровнях вблизи основного состояния составного ядра. Но в нашем случае для определения переходных состояний над барьером мы использовали данные Голдстона и др., полученные в реакции (d, pf) <sup>26</sup>. Только для определения расстояний между отдельными вращательными уровнями во вращательных полосах использовались значения расстояний уровней в первой яме ядра <sup>236</sup>U <sup>27</sup>. Полученные переходные состояния над первым барьером приведены в табл. 2. Видно, что переходные состояния для исходного составного ядра со спином  $4^-$  испытывающего M1-переход и находящегося перед делением в состоянии  $4^-$ , на 500 кэВ выше, чем переходные состояния  $4^+$ , отвечающие состоянию ядра после E1-перехода. Поэтому можно ожидать, что рассчитанные спектры  $\gamma$ -излучения, предшествующего делению, будут чувствительны к типу перехода. Этот факт можно наблюдать на рис. 5, где показаны расчетные спектры для одnogорбого барьера и матричного элемента перехода  $|M_{\gamma}|^2 = \text{const}$ . Кривая

Таблица 2

Высота барьера  $E_A$  /МэВ/ для составного ядра после а/ E1-перехода и б/ M1-перехода

$J^{\pi}$	$E_A$ /МэВ/		$J^{\pi}$	$E_A$ /МэВ/	
	К · 0 <sup>+</sup>	К · 2 <sup>+</sup>		К · 0 <sup>-</sup>	К · 1 <sup>-</sup>
2 <sup>+</sup>	5,75	6,08	2 <sup>-</sup>	6,02	6,27
3 <sup>+</sup>		6,12	3 <sup>-</sup>		6,32
4 <sup>+</sup>	5,85	6,18	4 <sup>-</sup>	6,15	6,35
5 <sup>+</sup>		6,25	5 <sup>-</sup>		6,40

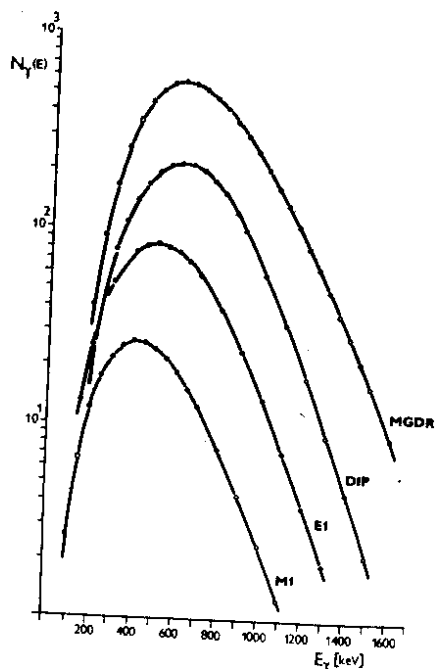


Рис. 5. Спектры  $\gamma$ -излучения, предшествующего делению, полученные при помощи разных расчетов /в относительных единицах/. Описание в тексте.

M1 показывает результаты расчета для барьера, отвечающего переходным состояниям  $4^-$ , имеющим место после M1-перехода. Кривая, обозначенная E1, соответствует расчету для барьера с переходными состояниями  $4^+$  для E1-переходов. Кривая DIP рассчитана для основного барьера /O'/  $E_A = 5,70$  МэВ. Хорошо видно, что уменьшение барьера деления приводит к сдвигу спектра к более высоким энергиям. Показан также спектр MGDR, рассчитанный для переходных состояний  $4^-$ , но с использованием матричного элемента, отвечающего магнитному дипольному резонансу, который, по сравнению с кривой M1, увеличивает вклад более высоких энергий в спектре.

В табл. 3 приведены значения усредненных  $\langle E_{\gamma} \rangle$  и  $\langle \frac{\alpha_K}{1 + \alpha_K} \rangle$  по  $\gamma$ -спектрам, рассчитанным для резонансов  $3^-$  и  $4^-$ , с учетом разных переходных состояний. Приведены также величины

$\frac{\alpha_K}{1 - \alpha_K} E_{\gamma f}$  значения которых должны равняться 0,145, чтобы удовлетворить уравнению /5/.

Из таблицы видно, что этому требованию лучше всего удовлетворяет спектр  $\gamma$ -лучей, рассчитанный с помощью гигантского резонанса для M1-переходов. Прямое графическое решение уравнения /5/, показанное на рис. 6, приводит к следующим результатам:

а/ если предшествующий делению  $\gamma$ -переход будет типа M1 до его средняя энергия  $E_{\gamma f} = (750 \pm 400) \text{ кэВ}$  и ширина процесса ( $n_{\gamma f}$ )  $\approx (2 \pm 1) \frac{1}{1.5}$  мэВ;

б/ в случае E1-перехода  $E_{\gamma f} = (340 \pm 160) \text{ кэВ}$  и  $n_{\gamma f}$

$(1.7 \pm 0.2) \text{ мэВ}$ .

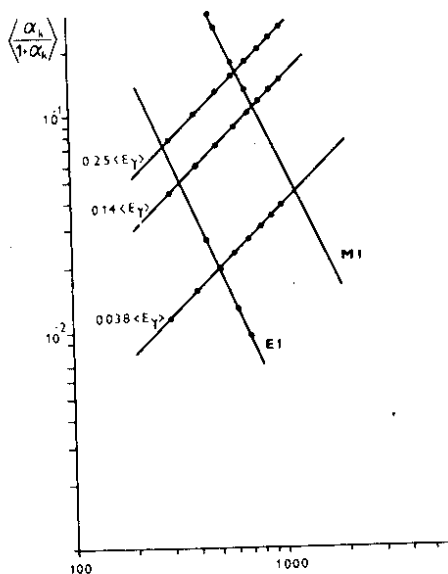


Рис. 6. Графическое решение уравнения /5/.

Таблица 3

Расчетные  $\gamma$ -спектры для резонансов 3<sup>-</sup> и 4<sup>-</sup> при учете разных переходных состояний над барьером деления

Тип барьера деления и матричного элемента перехода	Мультипольность $\alpha$ -перехода и спин нейтрона резонанса	$\langle E_{\gamma} \rangle$ (кэВ)	$\left\langle \frac{\alpha_k}{1 + \alpha_k} \right\rangle$ для E1-перехода	$\left\langle \frac{\alpha_k}{1 + \alpha_k} \right\rangle$ для M1-переходов	$\frac{\langle \frac{\alpha_k}{1 + \alpha_k} \rangle}{\langle E_{\gamma} \rangle}$ (МэВ) <sup>-1</sup>
Одногорбый $ M_{\gamma} ^2 = \text{конст.}$	E1(3)	618	0,0127	-	0,0205
	E1(4)	564	0,0154	-	0,0273
	M1(3)	517	-	0,243	0,471
	M1(4)	497	-	0,260	0,523
Двугорбый $ M_{\gamma} ^2 = \text{конст.}$	E1(3)	611	0,0124	-	0,0203
	E1(4)	578	0,0143	-	0,0248
	M1(3)	539	-	0,223	0,413
	M1(4)	517	-	0,242	0,468
Одногорбый гигантский резонанс	E1(3)	806	0,0052	-	0,0077
	E1(4)	752	0,0073	-	0,0097
	M1(3)	709	-	0,124	0,175
	M1(4)	694	-	0,132	0,190
Двугорбый гигантский резонанс	E1(3)	799	0,0054	-	0,0080
	E1(4)	753	0,0073	-	0,0097
	M1(3)	732	-	0,109	0,148
	M1(4)	721	-	0,116	0,161

Результаты, полученные для M1-переходов, предшествующих делению, вполне приемлемы, так как отвечают разумным предположениям о характере переходных состояний и о существовании магнитного гигантского резонанса. С другой стороны, экспериментальные данные можно объяснить существованием E1-переходов только в случае значительного увеличения барьера  $E_A / 7,2 \text{ МэВ}$ . Следовательно, можно сделать заключение о том, что несмотря на неопределенности в значениях  $E_{\gamma 1}$  и

$\frac{\alpha_K}{1 - \alpha_K}$ ,  $\gamma$ -переходы между высоковозбужденными состояниями составного ядра относятся к типу M1 с максимальной примесью E1 50%.

С другой стороны, анализ средних парциальных радиационных ширин  $I_{\gamma}^{\text{ср}}$  в области средних и тяжелых ядер показывает, что  $I_{\gamma}^{\text{ср}}(M1) / I_{\gamma}^{\text{ср}}(E1) = 0,14 \pm 0,02$ <sup>28</sup>. Причины, почему M1-переходы усиливаются по отношению к E1-переходам в области между высоковозбужденными состояниями, которым свойственна очень сложная структура, не совсем ясны.

Наши найденные значения  $I_{\gamma 1}^{\text{ср}}$  находятся в хорошем согласии с величиной  $I_{\gamma 1}^{\text{ср}} = 1,6 \text{ мэВ}$ , рассчитанной в работе<sup>29</sup> при предположении, что радиационная силовая функция между высоковозбужденными состояниями постоянна и равняется  $S_{\gamma}(e \cdot e') = 2,4 \cdot 10^{-8} \text{ В МэВ}^{-4}$ .

Мы считаем своим приятным долгом поблагодарить Ю.И.Колчина за большую помощь по время экспериментов, Л.Б.Пикельнера и Ю.П.Попова за постоянный интерес к работе, И.М.Саламатина, А.Матееву за подготовку программного обеспечения ТРА-1 А.А.Богдзеля и В.Г.Тишина за помощь в разработке электронной аппаратуры.

После подготовки статьи нам стала известна работа J.D.T.ARRUDA NETO и др. IFUSP/P-154.1978. в которой утверждается, что в ядре  $^{236}\text{U}$  существует магнитный гигантский дипольный резонанс на высоте  $E_R = 5,8 \pm 0,2 / \text{МэВ}$  с шириной  $\Gamma = 1,0 \text{ МэВ}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Michaudon A. *Advances in Nucl. Phys.*, 1973, Vol. 6, p.1.
2. Суховицкий Е.Т. и др. В сб.: 4 Всесоюзная конференция по нейтронной физике. Киев, 1977.
3. Stavinskij V., Shaker M.O. *Nucl. Phys.*, 1965, 62, p.667.
4. Lynn J.E. *Phys.Lett.*, 1965, 18, p.31.
5. Shackleton D. *Thesis, Paris*, 1974.
6. Lynn J.E. *AERE-R7468, UKAEA*, 1974.
7. Bowman C.D. et al. *Phys.Rev., Lett.*, 1967, 18, p.15.
8. Борухович Г.З. и др. *ЯФ*, 1971, 14, с.689.
9. Ryabov Yu. et al. *Nucl. Phys.*, 1973, A216, p.395.
10. Trochon J., Simon G., Sukosd Cs. *Acta Phys.Slovaca*, 1976, 26, p.25.
11. Frehaut J., Shackleton D. In: *Proc of the Third IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Fission*, Rochester, N.Y. 1973 (IAEA, Vienna, 1973) p.201.
12. Simon G., Frehaut J. В сб.: III Всесоюзная конференция по нейтронной физике. Киев, 1975.
13. Howe R.E., Phillips T.W., Bowman C.D. *Phys.Rev.*, 1976, 13C, p.195.
14. Dlouhy Z., Kristiak J., Panteleev Ts., *Czech. J.Phys.*, 1976, B26, p.1334.
15. Bambynek et al. *Rev.Mod.Phys.*, 1972, 44, p.716.
16. Богдзель А.А. и др. *ОИЯИ, 3-9012*, Дубна, 1975.
17. Vano E. et al. *Nucl. Phys.*, 1975, A251, p.225.
18. Mughabghab S.F., Garber D.T. *Neutron Cross Sections*, Vol. 1, BNL-325, 1973.
19. Moore M.S. et al., *Phys.Rev.*, 1978, C18, p.1328.
20. Горбачев В.М., Замятин Ю.С., Лбов А.А. *Взаимодействие излучения с ядрами тяжелых элементов. Деление ядер.* Атомиздат, М., 1976.
21. Pithan R., Walcher T. *Zeit. fur Naturforsch.*, 1972, 27a, p.1683.
22. Bowman C.D. et al. *Phys.Rev.*, 1964, 133, p.676.
23. Gilbert A., Cameron A. *Can. J. Phys.*, 1965, 43, p.1446.
24. Back B.B. et al., *Phys.Rev.*, 1974, 9C, p.1924.
25. Hager R.S., Seltzer E.C. *Int. Conversion Tables*, Calt-63-60, 1967.
26. Goldstone P.D. et al. *Phys.Rev.*, 1978, C18, p.1706.
27. Ottmar H., Matussek P., Piper J. In: *II Inter. Symp. on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics*, Petten, 1975, p.658.
28. Bollinger L.M. In: *Int. Conf. on Photonuel. Reactions and Applications*, ed. V.L.Verman, Asilomar, 1973.
29. Втюрин В.А., Попов Ю.П. *ОИЯИ, РЗ-10775*, Дубна, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 июня 1979 года.