

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

721/83

7/2-83

P3-82-774

Ю.П.Попов, В.И.Салацкий,  
Г.Хуухэнхуу, И.Чадраабал

УСРЕДНЕННОЕ СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ

$^{95}\text{Mo}(n, \alpha)^{92}\text{Zr}$

В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 30 кэВ

1982

## ВВЕДЕНИЕ

В течение последних нескольких лет на электростатическом генераторе Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ проводятся исследования реакции  $(n, \alpha)$  в широком диапазоне энергии нейтронов /20-50 кэВ/ со средней энергией 30 кэВ. Такие исследования позволяют проверять отдельные положения статистической теории ядерных реакций, анализируя параметры резонансов, усредненные по большому их числу. В практическом отношении изучение реакции  $(n, \alpha)$  необходимо для правильной оценки накопления гелия в конструкционных материалах, используемых в реакторах.

Первые эксперименты такого рода были проведены в области ядер редкоземельных элементов с  $A \sim 150$  /1-3/, где находится максимум  $s$ -волновой и минимум  $p$ -волновой нейтронных силовых функций. Для этих ядер измерены сечения реакций  $(n, \alpha)$  и получены результаты, подтверждающие основные положения статистической теории ядерных реакций. Представляется интересным провести исследования реакции  $(n, \alpha)$  в новой области элементов, например, в районе  $A \sim 100$ . Измерения в этой области более сложны, так как здесь эффект составляет несколько процентов от фона и даже выход  $\alpha$ -частиц из естественных радиоактивных загрязнений конструкционных материалов значительно больше выхода  $\alpha$ -частиц из исследуемых реакций.

Настоящая работа посвящена исследованию реакции  $(n, \alpha)$  на молибдене-95, который находится в минимуме  $s$ -волновой и максимуме  $p$ -волновой нейтронных силовых функций. Это позволяет надеяться, что будут выяснены особенности реакции  $(n, \alpha)$  на нейтронах с орбитальным моментом  $l=1$ , приводящих к заселению состояний с четностью, противоположной исследовавшейся ранее.

## ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Методика экспериментов подробно описана в работах /2,3/. Источником нейтронов служила пороговая реакция  ${}^7\text{Li}(p, n){}^6\text{He}$ . Протоны ускорялись на электростатическом ускорителе ЭГ-5 Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Литиевые мишени готовились путем напыления непосредственно в вакуумной камере.

Спектр заряженных частиц, вылетающих из образца, содержащего  ${}^{95}\text{Mo}$ , измерялся с помощью двухсекционной плоской ионизационной камеры с сетками. Образец из окиси молибдена состоял из двух

слоев, которые были нанесены на обе стороны алюминиевой подложки, установленной в камере и являющейся для обеих секций высоковольтным электродом. Сигналы с коллекторов камеры усиливались и подавались на 1000-канальный амплитудный анализатор. Калибровка энергетической шкалы всего спектрометра проводилась с помощью тонких источников из смеси  $^{234}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ , испускающих  $\alpha$ -частицы с энергиями 4,18 и 4,76 МэВ.

Выполнено пять серий измерений сечения реакции  $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)^{92}\text{Zr}$  на двух образцах из окиси молибдена. Каждая серия состояла из нескольких чередующихся измерений: эффект + фон и фон. Эффект + фон измерялся при энергии протонов, превышающей порог реакции  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$  на 10 кэВ, то есть при  $E_p = 1891$  кэВ, а фон - при энергии протонов на 10 кэВ ниже порога. Фон имел две компоненты: практически постоянную во времени компоненту, не зависящую от ускоренных протонов, обусловленную естественной радиоактивностью примесей в образцах и конструкционных материалах ионизационной камеры, космическим излучением и другими причинами, и переменную составляющую, связанную, по-видимому, с фотоядерными реакциями на образцах и подложках, вызванными  $\gamma$ -квантами с энергиями 16 и 19 МэВ из реакции  $^7\text{Li}(p,\gamma)^8\text{Be}$ . На рис. 1 показаны спектры частиц из образца 1 в следующих случаях: когда образец облучается нейт-

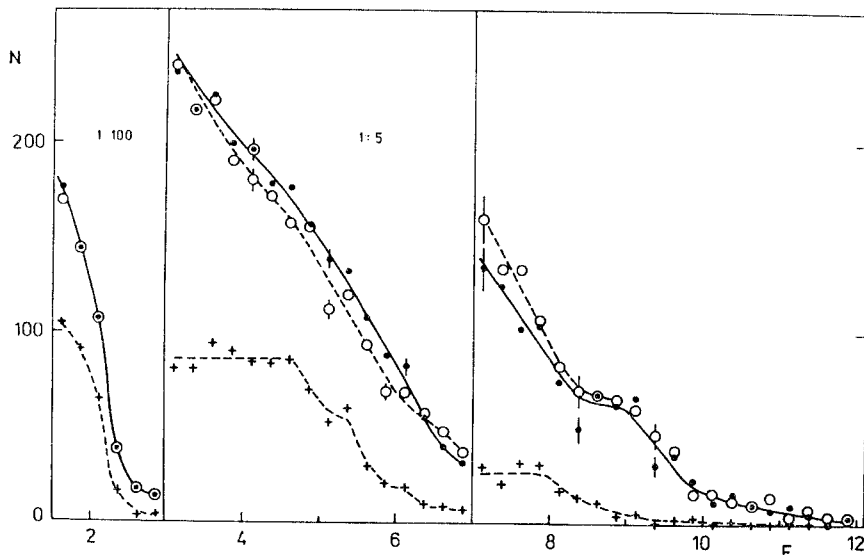


Рис. 1. Спектры частиц из образца 1: ● - спектр частиц из реакции  $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)$  вместе с фонами /эффект+фон/; ○ - спектр фона при энергии протонов ниже порога реакции  $^7\text{Li}(p,n)$  на 10 кэВ; + - спектр фона при неработающем ускорителе. На осях: N - число отсчетов в интервале: 250 кэВ, E - энергия частиц в МэВ.

ронами и  $\gamma$ -квантами, только  $\gamma$ -квантами от ускорителя и при неработающем ускорителе. Просуммированы результаты всех измерений, выполненных на этом образце. Спектр фона при неработающем ускорителе нормирован /по времени измерений/ к спектру, измеренному при облучении образца нейтронами и  $\gamma$ -квантами. Спектр фона, полученный при облучении образца  $\gamma$ -квантами от ускорителя, нормирован /по числу протонов, бомбардирующих литиевую мишень/ также к спектру облученного нейтронами и  $\gamma$ -квантами образца. Следует заметить, что при этом коэффициент нормировки по времени измерений отличается от коэффициента нормировки по числу протонов всего на 1,6%. Как видно из рисунка, фон при выключенном ускорителе составлял меньшую часть полного фона, что указывает на необходимость измерения фона при работающем ускорителе. Кроме того, видно, что превышение эффект+фон над фоном заметно только в области энергий примерно от 3,25 до 6,25 МэВ. Это согласуется с тем фактом, что энергия  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)$  составляет 6,17 МэВ и расчетный спектр  $\alpha$ -частиц, вылетающих из образцов /с учетом толщины слоя  $\text{MoO}_3$ , равной  $2 \text{ мг/см}^2$  /, имеет максимум около 5,8 МэВ и спадает больше чем в 10 раз при энергии 3,0 МэВ. В диапазоне энергий 6,5 - 9,0 МэВ эффект + фон заметно ниже, чем фон. Эта аномалия будет подробно рассмотрена в настоящей работе. При энергиях от 9,0 до 12,0 МэВ, как и следовало ожидать в нашем случае, эффект + фон совпадает с фоном в пределах экспериментальных ошибок.

Как видно из рис. 1, превышение эффект + фон над фоном в интересующей нас области энергий от 3,25 до 6,25 МэВ составляет всего около 8%. Эта разность и есть число  $\alpha$ -частиц из исследуемой реакции /эффект/. Очевидно, что выделение такого малого /по сравнению с фоном/ эффекта требует определения с большой точностью фона при энергии протонов выше порога реакции  $^7\text{Li}(p,n)$  на 10 кэВ /рабочий фон/. Поэтому были испробованы несколько способов вычисления рабочего фона. На рис. 2 приведены спектры частиц из реакции  $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)^{92}\text{Zr}$ , полученные при двух способах определения фона. Просуммированы все результаты измерения на образце 1. Первый способ определения рабочего фона: фон, измеренный при энергии протонов ниже порога реакции  $^7\text{Li}(p,n)$  на 10 кэВ /измеренный фон/, нормировался на время измерения эффект + фон. Коэффициент нормировки 1,030. Второй способ определения рабочего фона: измеренный фон нормировался на то же число протонов, бомбардирующих литиевую мишень, что и при измерении эффект + фон. Коэффициент нормировки 1,047. На рисунке показан спектр заряженных частиц; вылетающих из образца  $\text{MoO}_3$  при облучении мишени нейтронами, спектр получен при определении фона по первому и второму способам. Использовалась расчетная форма спектра для образца толщиной  $2 \text{ мг/см}^2$ . Хотя коэффициенты нормировки фонов отличаются друг от друга всего на 1,6%, видно заметное различие в спектрах при энергиях до 6 МэВ. В области энергий 1,5-3,0 МэВ /на рисунке эта область

имеет меньший масштаб/ относительно высокий выход заряженных частиц, вероятно, обусловлен реакциями, протекающими при воздействии нейтронов на примеси легких элементов, таких как литий или бор, в образце и подложке мишени.

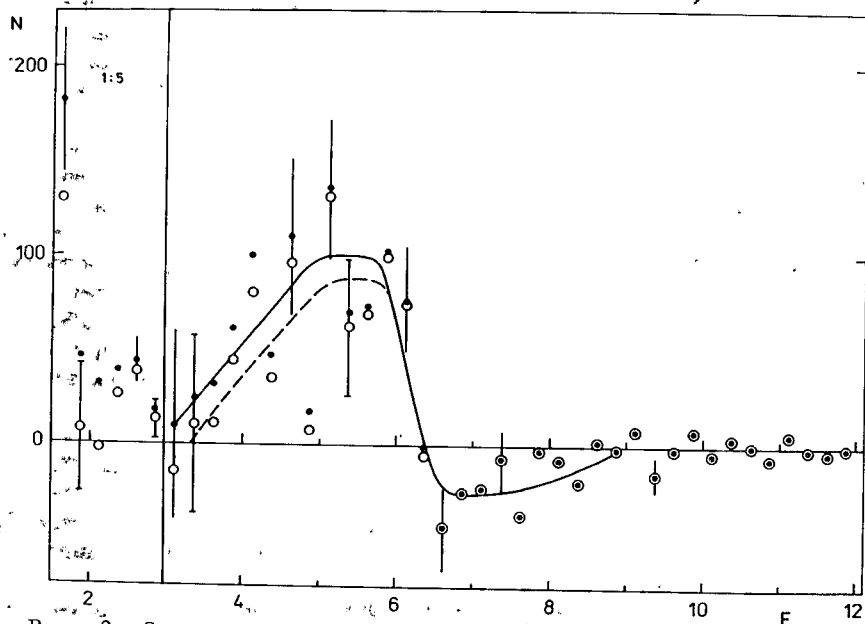


Рис. 2. Спектр частиц из реакции  $^{95}\text{Mo}(n, \alpha)^{92}\text{Zr}$ , измеренный на образце 1:  $\bullet$  и сплошная кривая - фон определен по первому способу,  $\circ$  и пунктирная кривая - фон определен по второму способу.

Обращает на себя внимание явный "провал" на спектрах в диапазоне 6,5-9,0 МэВ, наличие которого свидетельствует об ошибке в определении рабочего фона. Скорее всего эта ошибка связана с тем, что эффект + фон измеряется при энергии протонов выше порога реакции  $^7\text{Li}(p, n)$ , в то время как фон измеряется ниже этого порога, а выход  $\gamma$ -излучения из реакции  $^7\text{Li}+p \rightarrow ^8\text{Be}^* \rightarrow ^8\text{Be} + \gamma_{0,1} + 2\alpha$  при открытии нового /нейтронного/ канала распада  $^8\text{Be}^*$  падает скачком. Это должно приводить к тому, что часть рабочего фона, связанная с фотоядерными реакциями, уменьшится по сравнению с этой же компонентой фона, измеренной до порога. Наличие скачка в сечении величиной 10-20% в районе порога реакции  $^7\text{Li}(p, n)$  в диапазоне энергий протонов около 30 кэВ четко установлено при упругом и неупругом рассеянии протонов на  $^7\text{Li}$ . К сожалению, нет работ, в которых с достаточной точностью был бы измерен этот скачок в выходе реакции  $^7\text{Li}(p, \gamma)$ . По данным, приведенным в работе [4], в районе порога выход  $\gamma_0$ -излучения с энергией 19 МэВ

под углом  $130^\circ$  уменьшается примерно на 30%, уменьшения выхода  $\gamma_1$ -излучения с энергией 16 МэВ не видно, а при угле  $30^\circ$  одна экспериментальная точка выхода  $\gamma_0$ -излучения расположена примерно на 15% ниже. Различие же в выходе  $\gamma$ -излучения на 1% приводит к ошибке в определении сечений реакции  $^{95}\text{Mo}(n, \alpha)$  на 6% для измерений на 1-м образце /где эффект составляет 8%, а фон, зависящий от пучка протонов, - 51% от полной величины эффект + фон/. На 2-м образце зависимость ошибки сечения от выхода  $\gamma$ -излучения еще больше.

Используемые нами образцы из  $^{95}\text{MoO}_3$  облучались  $\gamma$ -квантами из литиевой мишени, вылетающими под углами от  $0^\circ$  до  $20^\circ$ . Для более точного нахождения поправки к рабочему фону /обусловленной различием в выходе  $\gamma$ -излучения/ был проделан специальный контрольный эксперимент. Вместо образца со слоями из  $\text{MoO}_3$  использовалась стандартная алюминиевая подложка, покрытая желатином в том же количестве, которое применялось /для связки/ при приготовлении слоев  $\text{MoO}_3$ . Спектр заряженных частиц, вылетающих из этой подложки, приведен на рис. 3. Он получен путем вычитания из спектра эффект + фон спектра фона, измеренного ниже порога реакции  $^7\text{Li}(p, n)$ . Видно, что фон от подложки с желатином зависит от энергии протонов, бомбардирующих литиевую мишень.

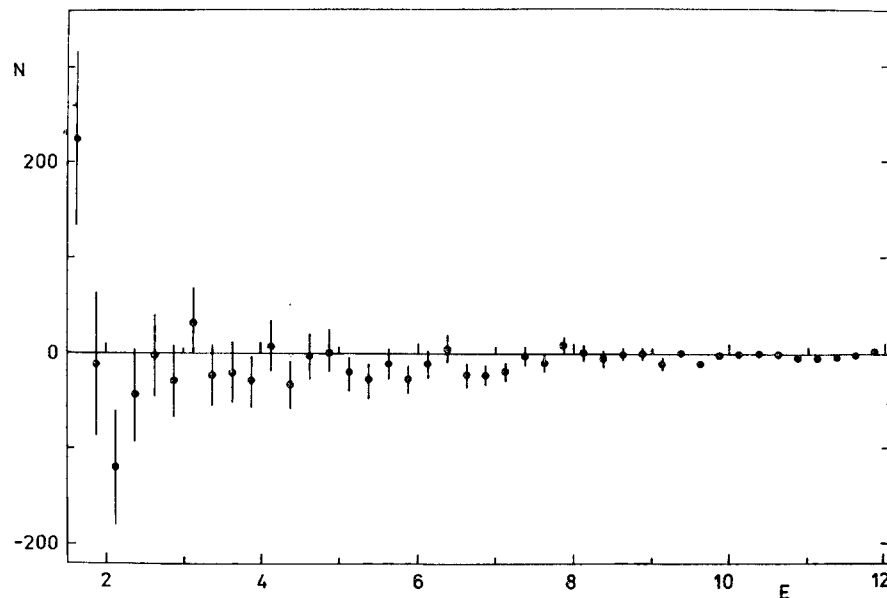


Рис. 3. Спектр заряженных частиц, вылетающих из алюминиевой подложки, покрытой желатином, при облучении ее нейтронами. Получен как разность спектров, измеренных при энергии протонов на 10 кэВ выше и ниже порога реакции  $^7\text{Li}(p, n)$ .

Для учета поправки к рабочему фону, необходимой для определения числа  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{95}\text{Mo}(p, \alpha)$ , использована формула

$$M = \frac{[N_{\text{эф.}} + N_{\text{ф.}}](t_1) - N_f(t_1)}{N_F(t_2) - N_f(t_2)} \cdot \frac{N_p(F)}{N_p(\text{эф.} + \text{ф.})} \quad /1/$$

где  $[N_{\text{эф.}} + N_{\text{ф.}}](t_1)$  - число зарегистрированных частиц за время  $t_1$ , когда энергия протонов на 10 кэВ выше порога реакции  $^7\text{Li}(p, n)$  или  $\Delta E_p = 10$  кэВ;  $N_{\text{эф.}}$  - эффект;  $N_{\text{ф.}}$  - рабочий фон;  $N_f(t_1)$  - фон без пучка, нормированный по времени к  $[N_{\text{эф.}} + N_{\text{ф.}}]$ ;  $N_F(t_2)$  - измеряемый фон за время  $t_2$ , когда  $\Delta E_p = -10$  кэВ;  $N_f(t_2)$  - фон без пучка, нормированный по времени к  $N_F$ ;  $N_p(F)$  - число протонов, бомбардирующих литиевую мишень при измерении фона;  $N_p(\text{эф.} + \text{ф.})$  - число протонов, попавших на литиевую мишень при измерении эффект + фон.

Формула /1/ может быть использована для вычисления поправки к рабочему фону только в тех диапазонах энергий измеренных спектров, где эффект ( $N_{\text{эф.}}$ ) равен нулю, тогда  $[N_{\text{эф.}} + N_{\text{ф.}}](t_1) - N_f(t_1)$  является компонентой рабочего фона /при  $\Delta E_p = 10$  кэВ/, зависящей от числа протонов, бомбардирующих литиевую мишень. Поэтому из измеренных спектров заряженных частиц взяты диапазоны энергий, где нет вклада от реакции  $^{95}\text{Mo}(p, \alpha)$ . Это для всех случаев диапазон 6,25-12,0 МэВ, а для случая алюминиевой подложки еще и диапазон 3,25-6,25 МэВ. К диапазону 1,50-3,25 МэВ необходимо относиться с осторожностью, так как при облучении нейтронами даже небольшие примеси легких элементов, таких как литий или бор, могут значительно исказить спектр в этом диапазоне. Средневзвешенное значение поправки  $M$  по результатам, полученным в диапазонах 3,25-6,25 МэВ и 6,25-12,0 МэВ, равно  $0,86 \pm 0,02$ . Эта величина поправки, как наиболее надежная, и используется в дальнейшем.

Число зарегистрированных  $\alpha$ -частиц, необходимое для определения сечения реакции  $^{95}\text{Mo}(p, \alpha)$ , вычислялось по формуле

$$N = [N_{\text{эф.}} + N_{\text{ф.}}](t_1, N_1) - N_f(t_2) \frac{t_1}{t_2} - [N_F(t_3, N_2) - N_f(t_2) \frac{t_3}{t_2}] \frac{N_1}{N_2} \cdot M, \quad /2/$$

где  $[N_{\text{эф.}} + N_{\text{ф.}}](t_1, N_1)$  - число зарегистрированных частиц за время  $t_1$ , когда  $\Delta E_p = 10$  кэВ, а  $N_1$  - число протонов, бомбардирующих литиевую мишень;  $N_f(t_2)$  - фон без пучка протонов, измеренный за время  $t_2$ ;  $N_F(t_3, N_2)$  - измеряемый фон за время  $t_3$ , когда  $\Delta E_p = -10$  кэВ, а  $N_2$  - число протонов, попавших на литиевую мишень;  $M$  - поправка к рабочему фону.

Так как эта формула учитывает одновременно число протонов, бомбардирующих литиевую мишень /при измерениях эффект + фон и фона/, и времена измерений, то вычисления по ней оказались значительно более точными, чем нахождение  $N$  только при нормировке фона по времени измерений или по числу протонов.

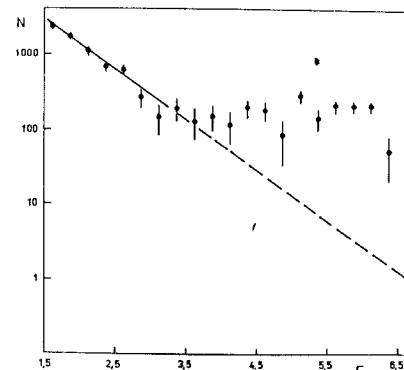


Рис. 4. Спектр частиц из реакции  $^{95}\text{Mo}(p, \alpha)^{92}\text{Zr}$ , измеренный на обоих образцах. Прямая - фоновая подложка.

Спектр частиц из реакции  $^{95}\text{Mo}(p, \alpha)^{92}\text{Zr}$ , полученный при использовании формулы /2/ и всех пяти серий измерений на обоих образцах, показан на рис. 4. Прямая линия /в полулогарифмическом масштабе/, проведенная на рисунке, - фоновая подложка, вероятно, от частиц,

вылетающих из примесей легких элементов. При определении подложки использованы первые семь экспериментальных точек в области энергии от 1,50 до 3,25 МэВ. Видно, что прямая довольно хорошо отражает изменение выхода заряженных частиц с изменением энергии. Контрольные расчеты с использованием шести, а также пяти первых экспериментальных точек показали, что величина подложки остается в пределах расчетных ошибок. Дальше, в область энергий  $\alpha$ -частиц из исследуемой реакции /от 3,25 до 6,50 МэВ/, фон экстраполирован продолжением той же прямой линии. При энергиях выше 6,5 МэВ экспериментальные точки в пределах ошибок совпадают с этой прямой линией. Следует отметить, что в случае определения  $N$  только по нормировке фона на число протонов или только по времени измерений разброс первых по энергии точек значительно больше и вычислить подложку можно было бы со значительно меньшей точностью.

Исправленный спектр  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{95}\text{Mo}(p, \alpha)^{92}\text{Zr}$ , полученный в результате вычитания фоновой подложки, приведен на рис. 5. Кривая на рисунке - рассчитанный спектр  $\alpha_0$ -частиц из реакции  $^{95}\text{Mo}(p, \alpha_0)^{92}\text{Zr}$ , когда конечное ядро образуется в основном состоянии. Форма этого спектра получена по методу Монте-Карло с использованием величин пробегов  $\alpha$ -частиц в молибдене и кислороде из работы /57/ и с учетом энергетического разрешения детектора, равного 200 кэВ. Видно, что расчетная кривая для  $\alpha_0$ -частиц хорошо /в пределах экспериментальных ошибок/ описывает измеренный спектр.

Сечение реакции  $^{95}\text{Mo}(p, \alpha)^{92}\text{Zr}$  определялось по формуле

$$\sigma = \frac{N}{n_1 \cdot n_2 \cdot a \cdot \epsilon} \quad /3/$$

где  $N$  - число зарегистрированных  $\alpha$ -частиц;  $n_1$  - число нейтронов, попавших на образец;  $n_2$  - число атомов молибдена-95 на  $1 \text{ см}^2$  слоя;  $a$  - число слоев в камере;  $\epsilon$  - эффективность регистрации  $\alpha$ -частиц.

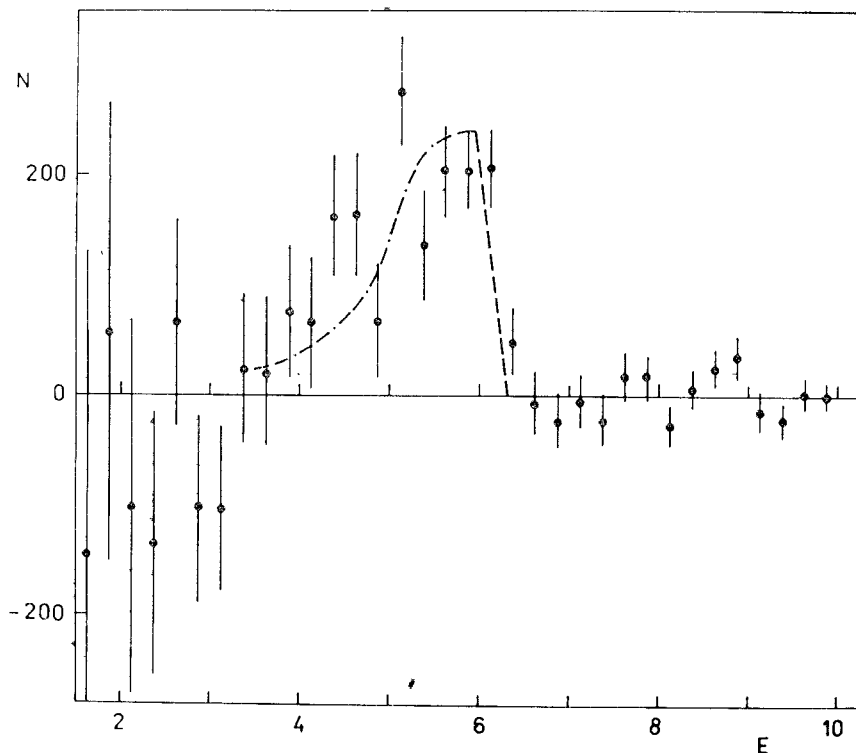


Рис. 5. Исправленный спектр  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{95}\text{Mo}(\text{n}, \alpha)^{92}\text{Zr}$ , полученный вычитанием фоновой подложки. Кривая расчетная.

Число  $\alpha$ -частиц ( $N$ ) подсчитывалось в диапазоне энергий исправленного спектра от 3,25 до 6,50 МэВ. Оно оказалось равным  $1655 \pm 187$ .

Число нейтронов ( $n_1$ ) определялось по активности  $^7\text{Be}$ , образовавшегося в литиевой мишени в реакции  $^7\text{Li}(\text{p}, \text{n})^7\text{Be}$ , с учетом углового распределения нейтронов, вылетающих из литиевой мишени, размера образца и его положения. Доля нейтронов, вылетающих из мишени при измерении эффект + фон, по отношению ко всем нейтронам, вылетевшим из этой мишени, определялось с помощью потокомера-счетчика с шаровым полиэтиленовым замедлителем диаметром 12,71 см. Число нейтронов, попавших на образец, оказалось равным  $13,4 \pm 1,7 \cdot 10^{12}$ . Число атомов молибдена на  $1 \text{ см}^2$  слоя ( $n_2$ ) для обоих образцов равно  $7,4 \pm 0,5 \cdot 10^{18}$ . Число слоев ( $a$ ) равно двум. Эффективность регистрации ( $\epsilon$ ) вычислена для слоя конечной толщины по формуле из [6]. Она оказалась равной  $0,42 \pm 0,02$ .

Подставив перечисленные величины в формулу [37], получим сечение исследуемой реакции:

$$\sigma = \frac{1655}{13,4 \cdot 10^{12} \cdot 7,4 \cdot 10^{18} \cdot 2 \cdot 0,42} = (20 \pm 4) \cdot 10^{-30} \text{ см}^2.$$

Поправка на вклад частиц из реакции  $^{95}\text{Mo}(\text{n}, \alpha)$  от рассеянных в помещении нейтронов не вносилась, так как использовалась ионизационная камера с относительно небольшими образцами и закрывалась со всех сторон кадмием толщиной 1 мм, что приводило, как показано в работах [2, 3], к уменьшению этой поправки до несущественной величины.

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полное усредненное сечение  $\langle \sigma_{\text{n}, \alpha} \rangle_t$  реакции  $(\text{n}, \alpha)$  на ядре  $^{95}\text{Mo}$  в области энергии нейтронов 30 кэВ можно рассчитать через средние параметры нейтронных резонансов, пользуясь статистической теорией и ограничившись вкладом в  $\langle \sigma_{\text{n}, \alpha} \rangle_t$  сечений от  $s$ - и  $p$ -нейтронов. Это расчетное сечение интересно сравнить с полученной нами экспериментальной величиной.

Чтобы определить сечение от  $s$ -нейтронов  $\langle \sigma_{\text{n}, \alpha} \rangle_s$ , мы воспользовались выражением [7] из работы [3]:

$$\langle \sigma_{\text{n}, \alpha} \rangle_s = 2\pi \lambda^2 [1 - \sqrt{\pi} \beta e^{\beta^2} (1 - \Phi(\beta))] \cdot \sum_J g(J) \frac{\langle \Gamma_{\alpha}(J) \rangle}{D(J)}, \quad /4/$$

где

$$\beta = \left( \frac{S_{\gamma \ell}}{S_{\ell}} \cdot \frac{g(J)}{2(2\ell+1)\sqrt{E_n} \cdot V_{\ell} \cdot \epsilon(J)} \right)^{1/2},$$

$\lambda$  - длина волны нейтрона, деленная на  $2\pi$ ;  $S_{\gamma \ell}$  - радиационная силовая функция;  $S_{\ell}$  - нейтронная силовая функция для нейтронов с орбитальным моментом  $\ell$ ;  $g(J)$  - статистический фактор;  $E_n$  - энергия нейтрона;  $V_{\ell}$  - фактор проницаемости нейтрона;  $\epsilon(J)$  - фактор Хаузера-Фешбаха [7];  $\Phi(\beta)$  - интеграл ошибок;  $\langle \Gamma_{\alpha}(J) \rangle$  - средняя альфа-ширина уровней;  $D(J)$  - среднее расстояние между уровнями для данного  $J$ ;  $J$  - спин составного ядра.

На рис. 6 приведена схема  $\alpha$ -распада уровней ядра  $^{96}\text{Mo}$ , образующихся при взаимодействии  $s$ - и  $p$ -нейтронов с  $^{95}\text{Mo}$ , на которой стрелками показаны разрешенные  $\alpha$ -переходы на уровни дочернего ядра. Сплошными стрелками обозначены обнаруженные нами переходы на основной уровень. Предполагаем, что  $\langle \sigma_{\text{n}, \alpha} \rangle_s = \langle \sigma_{\text{n}, \alpha}(2^+) \rangle$ , так как основной вклад в  $\langle \sigma_{\text{n}, \alpha} \rangle_s$  дают резонансы только одного спина  $J^{\pi} = 2^+$ , поскольку средняя  $\alpha$ -ширина уровней со спином и четностью  $3^+$  -  $\langle \Gamma_{\alpha}(3^+) \rangle$  имеет значение, на три порядка меньше, чем значение  $\langle \Gamma_{\alpha}(2^+) \rangle$ . Это обусловлено тем, что  $\alpha$ -переходы  $3^+ \rightarrow 0^+$  запрещены, а переходы  $3^+ \rightarrow 2^+$  в среднем на 3 порядка слабее.

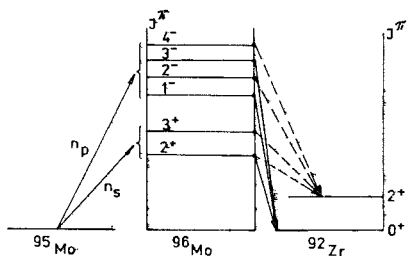


Рис. 6. Схема  $\alpha$ -распада уровней  $^{96}\text{Mo}$ , образующихся при взаимодействии  $s$ - и  $p$ -нейтронов с  $^{95}\text{Mo}$ . Стрелками показаны разрешенные  $\alpha$ -переходы.

В расчете  $\langle \sigma_{n,\alpha} \rangle_s$  для ядра  $^{96}\text{Mo}$  использованы следующие параметры:  $\langle \Gamma_\alpha(2^+) \rangle = /26 \pm 18/$  мкэВ - из <sup>/8/</sup> и  $S_{\gamma 0} = /17 \pm 4/ \cdot 10^{-4}$ ,  $S_0 = /0,4 \pm 0,1/ \cdot 10^{-4}$ ,  $D(2^+) = 216$  эВ - из работ <sup>/9,10/</sup>. Для данного ядра получено значение  $\langle \sigma_{n,\alpha}(2^+) \rangle_s = /4,7 \pm 3,5/$  мкб.

Усредненное сечение реакции  $(n,\alpha)$  на ядре  $^{95}\text{Mo}$  от  $p$ -нейтронов  $\langle \sigma_{n,\alpha} \rangle_p$  состоит из двух слагаемых, являющихся сечениями процессов, идущих через образование возбужденных состояний ядра  $^{96}\text{Mo}$  со спинами и четностями  $J^\pi = 1^-$  и  $J^\pi = 3^-$ , то есть  $\langle \sigma_{n,\alpha} \rangle_p = \langle \sigma_{n,\alpha}(1^-) \rangle + \langle \sigma_{n,\alpha}(3^-) \rangle$ . Как видно из рис. 6,  $\alpha$ -переходы с уровней  $2^-$  и  $4^-$  запрещены.

На основании предположения статистической теории о независимости средних приведенных  $\alpha$ -ширин для резонансов с различными спинами, то есть того, что  $\langle \gamma_\alpha^2(2^+) \rangle = \langle \gamma_\alpha^2(3^-) \rangle = \langle \gamma_\alpha^2(1^-) \rangle$ , получаем следующие соотношения для средних  $\alpha$ -ширин переходов в основное состояние дочернего ядра  $^{92}\text{Zr}$ :

$$\langle \Gamma_\alpha(3^-) \rangle = \frac{P_{\alpha 0}(3)}{P_{\alpha 0}(2)} \langle \Gamma_\alpha(2^+) \rangle, \quad /5/$$

$$\langle \Gamma_\alpha(1^-) \rangle = \frac{P_{\alpha 0}(1)}{P_{\alpha 0}(2)} \langle \Gamma_\alpha(2^+) \rangle,$$

где проницаемости потенциального барьера  $\alpha$ -частиц  $P_{\alpha 0}(J)$  для данного ядра рассчитаны с помощью потенциала Иго <sup>/11/</sup> и составляют  $P_{\alpha 0}(1) = 3,5 \cdot 10^{-6}$ ;  $P_{\alpha 0}(2) = 2,3 \cdot 10^{-6}$  и  $P_{\alpha 0}(3) = 1,3 \cdot 10^{-6}$ . Используя значение  $\langle \Gamma_\alpha(2^+) \rangle$  из работы <sup>/8/</sup>, получим по формулам <sup>/5/</sup>, что  $\langle \Gamma_\alpha(3^-) \rangle$  равно  $/15 \pm 10/$  мкэВ и  $\langle \Gamma_\alpha(1^-) \rangle$  равно  $/40 \pm 27/$  мкэВ.

При вычислении  $\langle \sigma_{n,\alpha} \rangle_p$  использованы данные из обзора <sup>/9/</sup>:  $S_{\gamma 1} = /33 \pm 11/ \cdot 10^{-4}$ ;  $S_1 = /7 \pm 2/ \cdot 10^{-4}$ ;  $D(3^-) = /154 \pm 34/$  эВ и  $D(1^-) = /360 \pm 80/$  эВ. Получили  $\langle \sigma_{n,\alpha} \rangle_p = /8,7 \pm 6,5/$  мкб.

Вычисленное полное усредненное сечение исследуемой реакции при энергии нейтронов 30 кэВ ( $\langle \sigma_{n,\alpha} \rangle_1 = \langle \sigma_{n,\alpha} \rangle_s + \langle \sigma_{n,\alpha} \rangle_p$ ) оказалось равным  $/13 \pm 10/$  мкб. Наше экспериментальное сечение  $/20 \pm 4/$  мкб в пределах ошибок согласуется с этим результатом, экстраполированным из области отдельных резонансов  $/E_n$  от 0,04 кэВ до 1,14 кэВ/ по формулам статистической теории. Это свидетельствует о том, что статистическая теория неплохо описывает сечение реак-

ции  $(n,\alpha)$  в области ядер с  $A \approx 100$  при энергиях нейтронов  $\approx 30$  кэВ.

Полученное нами сечение позволяет также уточнить зависимость сечений реакции  $(n,\alpha)$  от энергии нейтронов, рассчитанной в работе <sup>/12/</sup> для оценки накопления гелия в конструкционных материалах ядерных реакторов, содержащих молибден. Сечение 14 мкб, приведенное в работе <sup>/12/</sup> для энергии нейтронов 30 кэВ, должно быть увеличено примерно в 1,5 раза.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.М.Гледену, Т.С.Зваровой, В.Е.Рыжову, А.М.Суховому за помощь в работе и И.В.Сизову за проявленное внимание.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Втюрин В.А. и др. ОИЯИ, РЗ-10733, Дубна, 1977.
2. Попов Ю.П. и др. ОИЯИ, РЗ-12095, Дубна, 1979.
3. Попов Ю.П. и др. ЯФ, 1980, 32, с. 893.
4. Nilson L., Bergqvist I. Arkiv för Fysik, 1967, 35, p. 411.
5. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. "Наукова думка", Киев, 1975.
6. Абросимов Н.К., Кочаров Г.Е. Изв. АН СССР, сер. физ., 1962, 26, с. 237.
7. Häuser W., Feshbach H. Phys.Rev., 1952, 87, p. 366.
8. Гледенов Ю.М. и др. Бюллетень центра данных ЛИЯФ, Л., 1977, вып. 4, с. 3.
9. Neutron Cross Section. BNL-325, Third Edition, 1973, v. 1.
10. Musgrove A.R. de L. et al. In: Neutron Phys. and Nucl. Data for Reactors and Other Applied Purposes, Harwell, 1978, p. 449.
11. Igo G. Phys.Rev.Lett., 1958, 1, p. 72.
12. Балабанов Н.П., Гледенов Ю.М. ОИЯИ, РЗ-81-276, Дубна, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 ноября 1982 года.

### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
Д17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
Д6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Попов Ю.П. и др. Р3-82-774  
Усредненное сечение реакции  $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)^{92}\text{Zr}$  в области энергии нейтронов 30 кэВ

Измерено усредненное сечение реакции  $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)^{92}\text{Zr}$  в области энергии нейтронов 30 кэВ. Источником нейтронов служила реакция  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ . Измеренное сечение в пределах ошибок согласуется с усредненным сечением для нейтронов с энергией 30 кэВ, вычисленным по формулам статистической теории с использованием параметров резонансов, полученных при энергиях нейтронов до 1,2 кэВ.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Popov Yu.P. et al. Р3-82-774  
The Averaged Cross Section of the  $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)^{92}\text{Zr}$  Reaction in the 30 keV Neutron Energy

The averaged cross section of the  $^{95}\text{Mo}(n,\alpha)^{92}\text{Zr}$  reaction in the 30 keV neutron energy region is measured. The  $^7\text{Li}(p,n)$  reaction served as neutron source. The measured cross section is in agreement within errors with the averaged cross section for 30 keV neutrons, calculated in the framework of the statistical theory using parameters of the resonances obtained at neutron energies up to 1.2 keV.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.