

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С343а
Е-25

23/11-

P1 - 7115

2684/2-73

В.С.Евсеев, Т.Н.Мамедов

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИИ ПОГЛОЩЕНИЯ
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ
И РЕЗОНАНСНАЯ МОДЕЛЬ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P1 - 7115

В.С.Евсеев, Т.Н.Мамедов

**СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИИ ПОГЛОЩЕНИЯ
ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МИООНОВ ТЯЖЕЛЫМИ ЯДРАМИ
И РЕЗОНАНСНАЯ МОДЕЛЬ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ**

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

S U M M A R Y

Neutron energy spectra are measured in the energy range $1.6 \leq E_n \leq 9.6$ MeV from the reaction of nuclear absorption of μ^- -mesons in ^{127}I and ^{232}Th . By the low-energy part of the spectrum there were determined the "temperature" values of nucleus T produced after emission of the first neutron (1.28-0.05 MeV and 1.46-0.06 MeV for ^{126}Te and ^{231}Ac , respectively), and the density parameters of energy levels a of this nucleus. The comparison of the data on μ^- -capture with the statistical model predictions shows that this model does not describe the decay process of the quasistationary states of an intermediate nucleus. As such states are of smallparticle character (in correspondence with the resonance model of nuclear reactions) one has to assume they do not change their nature up to the neutron decay even in the heaviest nuclei.

Согласно резонансной модели ядерного мю-захвата, предложенной в работах /1/, испускание нейтронов в этой реакции происходит в результате распада квазистационарных состояний промежуточного ядра $(A, Z - 1)$, имеющих малочастичную природу и являющихся изотопическими аналогами состояний типа гигантского дипольного резонанса ядра-мишени (A, Z) . Прямым подтверждением выводов резонансной модели было наблюдение линейчатой структуры в энергетических спектрах нейтронов из реакции поглощения мюонов легкими и средними ядрами /2,6/. Каждая из наблюдаемых линий является результатом перехода между определенными состояниями промежуточного $(A, Z - 1)$ и конечного $(A - 1, Z - 1)$ ядер /5,6/.

То обстоятельство, что вклад линейчатого спектра уменьшается с увеличением массового числа A и для тяжелых ядер становится практически незаметным, может быть объяснено двояким образом:

1. Можно предположить, что состояния промежуточного ядра меняют свою природу до распада, т.е. энергия диссипирует по многочастичным состояниям типа составного ядра, и дальше их распад происходит по статистической модели с заселением многочастичных состояний конечного ядра и испусканием нейтронов с характерным "испарительным" спектром. Эта точка зрения находит свое обоснование в том факте, что для μ^- -захвата в тяжелых ядрах в области свинца спектры нейтронов действительно имеют "испарительную" форму и "температуры" конечных ядер имеют такие же значения, как и в случае, например, (n, n') -реакции /при одинаковой энергии возбуждения промежуточного ядра/ /5/.

2. По мере увеличения A растет плотность $(1p - 1h)$ -состояний промежуточного ядра, растет вклад $(2p - 2h)$ -состояний ^{/7/} и, следовательно, увеличивается число возможных переходов. С учетом конечного энергетического разрешения нейтронных детекторов это приводит к частичному или полному перекрытию большого числа линий в спектре и видимому исчезновению линейчатой структуры. При этом спектр может быть похож на "испарительный", хотя процесс не описывается статистической моделью.

Последнее рассуждение основывается на том, что возбуждение состояний промежуточного ядра при мю-захвате для любых ядер происходит в соответствии с резонансной моделью, поскольку расчеты полной вероятности μ^- -захвата в средних и тяжелых ядрах и парциальной вероятности образования промежуточного ядра в связанных состояниях, выполненные на ее основе, хорошо согласуются с экспериментом ^{/6, 8/}.

Выбор между двумя возможностями объяснения плавной части нейтронных спектров, по-видимому, может быть сделан путем измерения нейтронных спектров из реакции μ^- -захвата тяжелыми ядрами, удаленными от области свинца и из сравнения "температуры" - T ядра и параметра плотности ядерных уровней - a с аналогичными данными для реакций, заведомо описываемых статистической моделью. Хорошо известно, что для таких ядерных реакций значения T и a в области свинца существенно выделены ^{/9, 10/}. Это связано с влиянием оболочечных эффектов на плотность ядерных уровней составного ядра, которое заметно до энергии возбуждения 40-45 Мэв ^{/10/}.

Целью настоящего эксперимента являлось измерение спектра нейтронов при мю-захвате в тяжелых ядрах, лежащих далеко от ядра с дважды заполненной оболочкой. В качестве мишеней были выбраны ¹²⁷I и ²³²Th. Если распад квазистационарных состояний в мю-захвате в этих ядрах происходит в соответствии со статистической моделью, то значение T должно быть в несколько раз меньше, чем для Tl, Pb, Bi , измеренных ранее ^{/2-4/}.

Расположение счетчиков относительно мишени показано на рис. 1. Счетчики 1 и 2 служили для определения мониторингового счета /интенсивности пучка/. Затем мю-мезоны тормозились графитовыми фильтрами и останавливались в мишени. Число остановок определялось по счету совпадений ¹²³⁴. Телескопические счетчики 1, 2, 3, 4 имели следующие размеры, соответственно: 100x100x10 мм³; 100x100x10 мм³; 80x80x1 мм³ и П-образный 120x/100+80+100/ x 6 мм³.

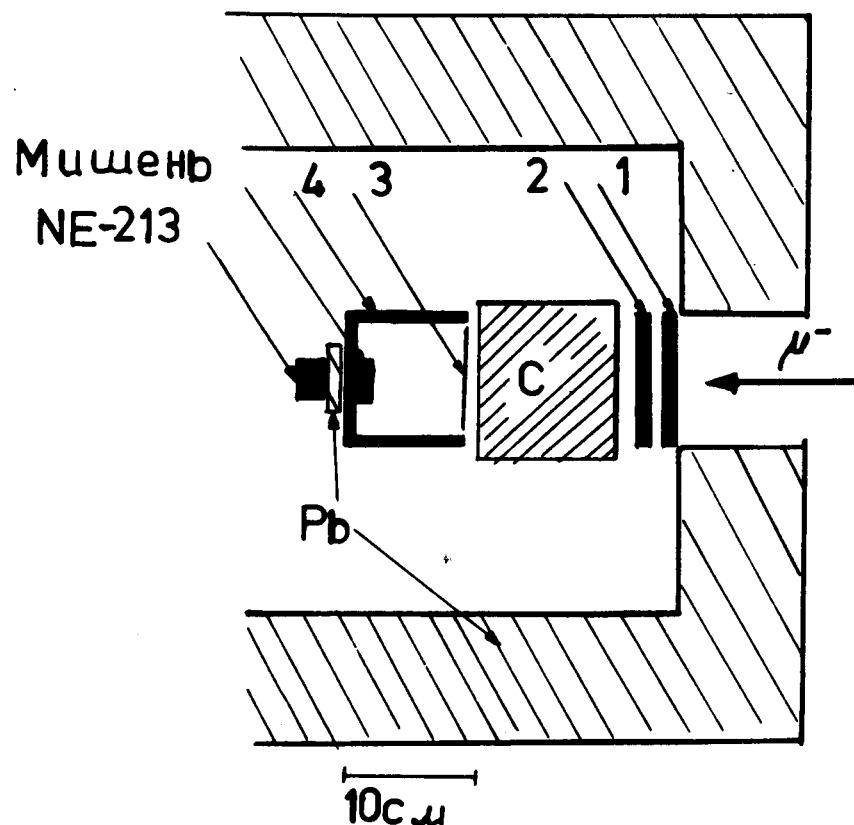


Рис. 1. Схема расположения аппаратуры в пучке.

В качестве детектора нейтронов использовался жидкий органический сцинтиллятор типа NE-213, помещенный в стеклянный контейнер, диаметром 30 мм и толщиной 20 мм с фотоумножителем 56 AVP. Нейтронный счетчик располагался по пучку за 4-ым счетчиком. Для уменьшения загрузки нейтронного счетчика γ -квантами между нейтронным и 4-ым счетчиком помещалась свинцовая пластина толщиной 10 мм.

Для разделения нейтронов и γ -квантов использовался метод дискриминации по форме импульса /11,12/.

Схема электронной логики, собранная из стандартных блоков, разработанных в ЛЯП ОИЯИ, работала так, что нейтроны регистрировались спустя 0,03 мксек после остановки мезона. В тракте выделения остановок и тракте нейтронного спектрометра использовались нестандартные схемы блокировки, запрещающие прохождение импульсов, если временной интервал между ними менее 4 мксек. Совпадение импульсов во времени от нейтронного детектора и мю-остановок запускало многоканальный амплитудный анализатор АИ-4096, который работал в двухмерном режиме. Одновременно снимался спектр протонов отдачи и электронов от γ -квантов. Энергетическая калибровка нейтронного детектора осуществлялась с помощью γ -источников / ^{137}Cs , ^{54}Mn , ^{22}Na , ^{88}Y , ^{24}Na / и источника нейтронов Po-Be. Использовалась связь между энергией электрона и протона ($E_p = f(E_e)$), дающих одинаковую амплитуду световой вспышки /13/.

Абсолютная точность энергетической шкалы для нейтронов не хуже $\pm 3\%$. Нестабильность амплитуды в нейтронном канале в течение сеанса не превышала $\pm 2\%$.

Динамические характеристики нейтронного детектора в пределах ошибок совпадают с аналогичными характеристиками, приведенными в /12/.

Измерения проводились на чистом мюонном пучке мезонного канала синхроциклотрона в Дубне /14/. Мишени размерами $60 \times 60 \times 20 \text{ мм}^3$ и $60 \times 60 \times 10 \text{ мм}^3$, были изготовлены из порошков ^{127}I и окиси тория. Скорость остановок составляла: в йоде - $2,7 \times 10^3 \text{ сек}^{-1}$, в тории - $2 \times 10^3 \text{ сек}^{-1}$. Фон измерялся так же, как и в работе /5/, и был меньше 1%.

Из аппаратного спектра протонов отдачи получен энергетический спектр протонов отдачи и восстановлен спектр нейтронов.

Поправка на неупругое рассеяние нейтронов в мишени с учетом формы спектра оказалась незначительной, так как сечение неупругого рассеяния мало /15/.

Задача восстановления энергетического спектра нейтронов по спектру протонов отдачи детально рассматривалась многими авторами. В /16,17/ показано, что полученные спектры нейтронов методом дифференцирования приводят к минимальным погрешностям при выполнении определенных условий: 1/ малые размеры сцинтилляторов; 2/ интервал энергии нейтронов от 1 до 18-20 Мэв. В нашем случае оба этих условия выполняются.

Дифференцирование спектра протонов отдачи со сглаживанием осуществлялось путем проведения отрезка параболы через $2p'+1$ точку / $p'=1,2,3$ и т.д./ протонного спектра, в средней точке параболы определялась производная по формуле /17/:

$$f'(x) = \frac{\sum_{a=-p'}^p a \cdot f(x+ah)}{2 \sum_{a=-p'}^p a^2 h}, \quad /1/$$

h - шаг дифференцирования.

Ошибки вычислялись следующим образом /18/:

$$\sigma(f'(x)) = \sqrt{N' \sum_{a=-p'}^p \sigma^2(f(x+ah)) b_{ap'}}, \quad /2/$$

коэффициенты N' , $b_{ap'}$ приведены в работе /19/.

В настоящей работе дифференцирование проводилось по пяти точкам /с шагом $h=0,2$ Мэв/, что соответствует $p'=2$. Обработка производилась на ЭВМ.

На рис. 2 представлен спектр нейтронов от μ^- -захвата в ^{127}I . Область спектра с $E_n \leq 4,6$ Мэв обработана по формуле /20/.

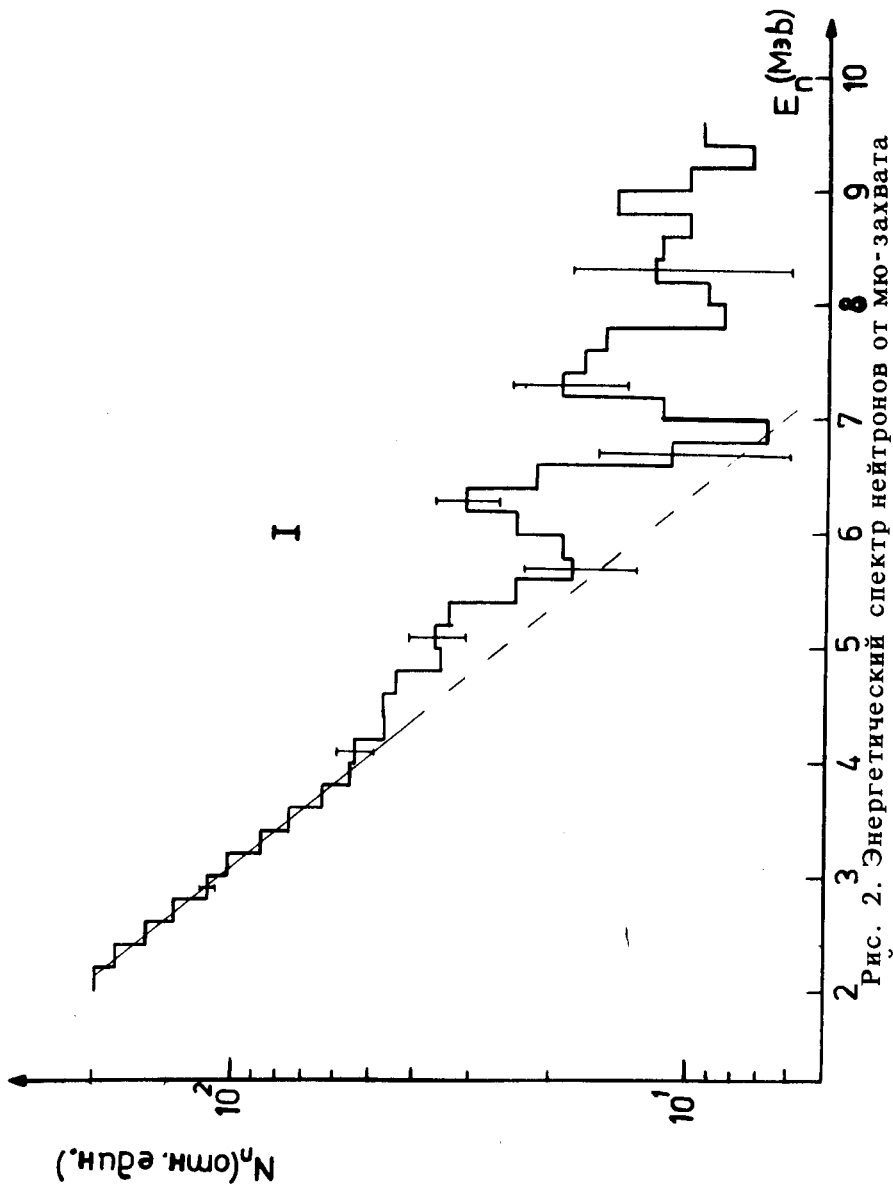


Рис. 2. Энергетический спектр нейтронов от мю-захвата в йоде.

$$N(E_n) \approx E_n^{5/11} \cdot \exp\left[-\frac{12 E_n}{11 T}\right], \quad /3/$$

где T - температура ядра после испускания первого нейтрона.

Область с $E_n \leq 4,6$ МэВ хорошо описывается формулой /3/. Обработка по методу наименьших квадратов для ядерной температуры дает следующее значение: $T = 1,28 \pm 0,05$ МэВ ($\chi^2 = 11$).

Спектр нейтронов от μ^- -захвата в ^{232}Th представлен на рис. 3. Область спектра с $E_n \leq 4,6$ МэВ обработана по формуле /3/, для параметра T получено значение $T = 1,46 \pm 0,06$ МэВ ($\chi^2 = 14$). Отметим, что полная вероятность деления при мю-захвате ^{232}Th мала /21/ $/0,018 \pm 0,012/$.

Была сделана попытка разложения спектра на две экспоненты с разными температурами в предположении, что, возможно, в спектре присутствует компонента с низкой температурой $/0,5 \pm 0,7$ МэВ/. Оказалось, что вклад компоненты с низкой температурой составляет $/7 \pm 3/ \%$ для ^{127}I и ^{232}Th .

Обсуждение результатов

Для корректного сравнения данных по μ^- -захвату с предсказаниями статистической модели необходимо определить энергию возбуждения \bar{U} ядра $(A-1, Z-1)$ после испускания одного нейтрона при μ^- -захвате и для этой энергии возбуждения вычислить параметр a . Для этой цели вычисляется средняя энергия возбуждения \bar{U}_0 промежуточного ядра $(A, Z-1)$. При этом усреднение производится только по тем состояниям, которые соответствуют испусканию хотя бы одного нейтрона. Вычисление энергии возбуждения производится по известному /22, 23/ среднему числу нейтронов на один акт μ^- -захвата \bar{n}' . По определению:

$$\bar{n}' = 0 \cdot W'_0 + 1 \cdot W'_1 + 2 \cdot W'_2 + \dots,$$

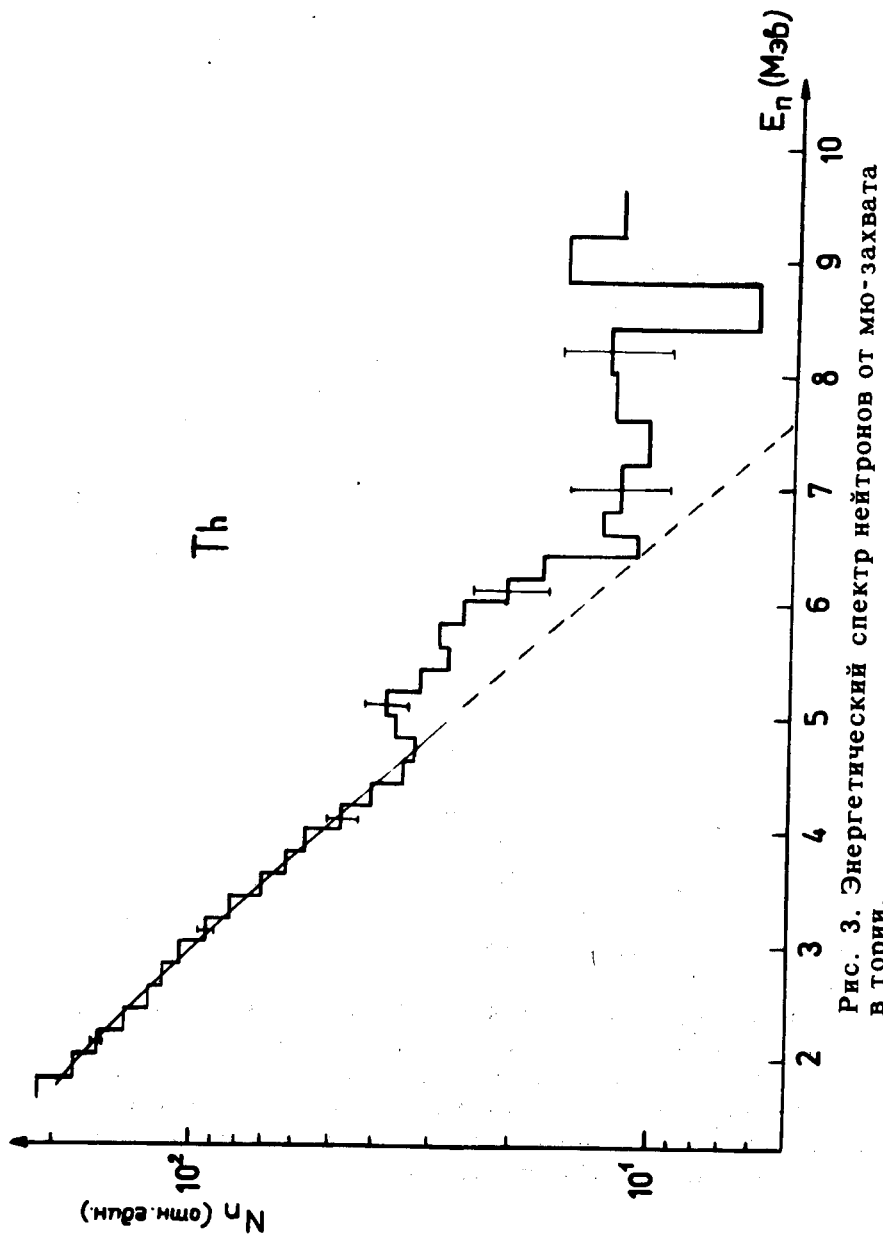


Рис. 3. Энергетический спектр нейтронов от мю-захвата в тории.

$$W'_0 + W'_1 + W'_2 + \dots = 1, \quad /4/$$

W'_0, W'_1, W'_2 - вероятность испускания разного числа нейтронов. Усреднение производится при условии

$$\bar{n} = \frac{\bar{n}'}{1 - W'_0}; \quad W_i = \frac{W'_i}{1 - W'_0} \quad i = 1, 2, \dots \quad /5/$$

$$n = 1 \cdot W_1 + 2 \cdot W_2 + \dots$$

$$W_1 + W_2 + \dots = 1.$$

Тогда

$$\bar{U}_0 = (B_1 + \bar{E}_1 + \bar{U}_1) W_1 + (B_1 + B_2 + \bar{E}_1 + \bar{E}_2 + \bar{U}_2) \cdot W_2 + \dots$$

$$\bar{U} = \bar{U}_0 - (B + \bar{E}_1), \quad /6/$$

где \bar{U} - энергия возбуждения ядра после испускания одного нейтрона; B_1, B_2 и т.д. - энергия связи первого, второго и т.д. нейтронов; \bar{E}_1, \bar{E}_2 - средняя кинетическая энергия вылетающего нейтрона первого, второго, соответственно; \bar{U}_1, \bar{U}_2 - средняя энергия возбуждения ядра после испускания одного, двух нейтронов, образующихся в связанных состояниях.

В расчетах можно использовать соотношения $\bar{U}_1 = B_2 / 2$, $\bar{U}_2 = B_3 / 2$, где B_3 - энергия связи последнего нейтрона в ядре $(A-3, Z-1)$; это приближение для случая μ^- -захвата следует из результатов измерения заселенности связанных возбужденных состояний ядра $(A-1, Z-1) / 24/$, а среднюю кинетическую энергию вылетающего нейтрона \bar{E}_1, \bar{E}_2 можно полагать равной $2T$. Численные оценки показывают, что можно пренебречь в /5/, /6/ членами, соответствующими испусканию более чем двух нейтронов. В результате всех этих приближений получают следующие выражения:

$$n = 1 \cdot W_1 + 2 \cdot W_2; \quad W_1 + W_2 = 1;$$

$$\bar{U}_0 = (B_1 + 2T) + (B_2 + 2T) \cdot W_2 + \frac{B_2}{2} W_1 + \frac{B_3}{2} \cdot W_2; \quad /7/$$

$$\bar{U} = (B_2 + 2T) \cdot W_2 + \frac{B_2}{2} W_1 + \frac{B_3}{2} W_2.$$

Значения \bar{U}_0 и \bar{U} , вычисленные для мю-захвата в ряде средних и тяжелых ядер по формуле /7/, приведены в таблице для первых шести ядер. Ошибки этих величин включают неопределенности приближений, приведенных выше, и ошибки измерения величин T, n' .

Для T, B_i, Th значения \bar{U}_0 экстраполированы. Это возможно сделать с достаточно высокой точностью, поскольку U_0 весьма слабо зависит от A . Для случая фотопоглощения в средних и тяжелых ядрах /25/ также наблюдается плавная зависимость энергии U_0 гигантского дипольного резонанса от A , однако, в этом случае U_0 меняется гораздо сильнее, чем U_0 в μ^- -захвате. Это обстоятельство объясняется увеличением с ростом A вклада квадрупольных возбуждений в μ^- -захвате /7/, энергия которых выше.

В рамках статистической модели выражение для параметра плотности ядерных уровней ядра $A-1, Z-1$ записывается в виде:

$$a = \frac{\bar{U}}{T^2} + \frac{4}{U} + \frac{4}{T}. \quad /8/$$

Вычисленные значения a также приведены в таблице.

На рис. 4 приведены значения T для ряда ядер из реакции мю-захвата в сравнении с усредненными данными из реакции (n, n') /26-28/, описываемой статистической моделью, с такой энергией падающего нейтрона, чтобы энергия возбуждения промежуточного ядра была ≈ 18 Мэв. Из рис. 2 следует, что согласие между мю-захватом и (n, n') имеется только в области, близкой к дважды магическому ядру; для других ядер имеется расхождение по величине T в $1,8 \div 2,5$ раза.

ТАБЛИЦА

Ядро-мишень	\bar{n} [22]	W_0 [22]	T (Мэв)	\bar{U}_0 (Мэв)	\bar{U} (Мэв)	a (Мэв ⁻¹)
Ca	0.74±0.03	0.37±0.03	1.47±0.08 ^{/4/}	19.7±1.6	8.96±1.3	7.3±1.3
Fe	1.12±0.04	0.19±0.03	1.70±0.40 ^{/33/}	20.70±1.9	9.9±1,8	6.2±1.8
Ag	1.62±0.06	0.07±0.03	1.47±0.30 ^{/33/}	20.97±1.8	11.7±1.3	8.5±2.3
J	1.44±0.06	0.049±0.06	1.28±0.05 ^{/33/}	18.9±1.2	10.0±0.9	9.6±0.9
Au	1.66±0.04	0.11±0.02	1.37±0.20 ^{/33/}	19.7±1.8	11.2±1.1	9.2±1.9
Pb	1.70±0.06	0.09±0.01 ^{/33/}	1.30±0.06 ^{/33/}	17.3±1.0	10.7±0.83	9.8±1.1
Tl			1.19±0.043 ^{/4/}	18.5±1.8	10.5±1.81	11.2±1.5
Bi			1.15±0.054 ^{/4/}	18.2±1.8	12.0±1.83	12,9±1.55
Th			1.46±0.06	17.8±1.8	10.6±1.85	8.1±1.6

*) - настоящая работа **) - из работы /6/

***) - усредненные по данным /4,5/

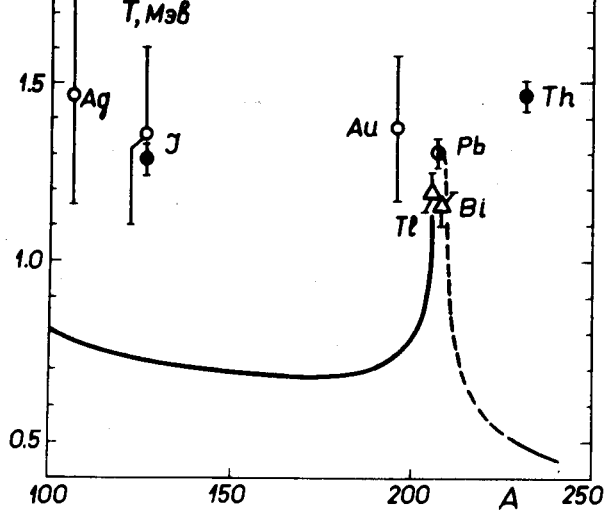


Рис. 4. Зависимость температуры ядра от A . Кривая - усредненные экспериментальных данных по (n, n') -реакции /28/, точки - данные по μ^- -захвату; \circ - из работы /33/; \bullet - данные настоящей работы; Δ - из работы /4/; \diamond - усредненные по данным работы /4.5/.

Процедура определения температуры из μ^- -захвата и в реакции (n, n') одна и та же; значения параметра плотности ядерных уровней, вычисленные со значениями "температуры" из (n, n') -реакции, хорошо согласуются со значениями из других реакций /9, 28, 29/, что подтверждает правильность выбранной процедуры.

Интересно отметить, что значения T , полученные из спектров фотонейтронов /30, 31/, не зависят от A в указанном на рис. 4 интервале. Это обстоятельство также свидетельствует о глубокой аналогии между процессами фотовозбуждения и ядерного μ^- -захвата.

На рис. 5 сравниваются значения параметра плотности ядерных уровней, полученные путем обработки данных μ^- -захвата по статистической модели /выражение /8//, с теоретически вычисленными по этой же модели /9/, но для целого ряда ядерных процессов, заведомо ею описы-

ваемых /экспериментальные данные группируются между двумя кривыми и не показаны на рис. 5/. При таком представлении экспериментальных результатов также можно констатировать несоответствие между данными ядерного μ^- -захвата и предсказаниями статистической модели.

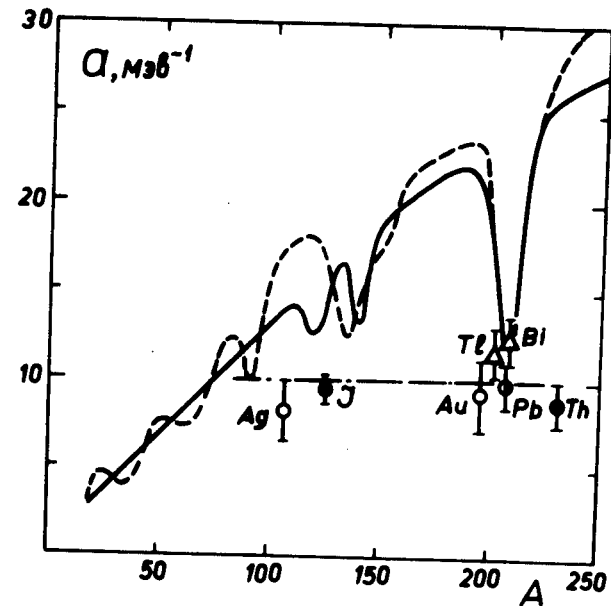


Рис. 5. Зависимость параметра плотности ядерных уровней от A . Кривые - теоретические расчеты /9/; точки - экспериментальные данные по μ^- -захвату /обозначения как на рис. 4/.

Таким образом, из существующих данных по μ^- -захвату в области средних и тяжелых ядер следует, что распад квазистационарных состояний промежуточного ядра нельзя объяснить в рамках статистической теории ядерных реакций. Следовательно, необходимо допустить, что даже в самых тяжелых ядрах квазистационарные состояния не меняют своей малочастичной природы вплоть до распада. По-видимому, это обстоятельство не противоречит общим представлениям о характере связи между ядерными состояниями разной природы.

Квазистационарные состояния, возбуждаемые в реакции μ^- -захвата, представляют собою комбинацию (n, p^{-1}) , единственно разрешенным каналом распада которой является нейтронный канал $^{1/1}$. С другой стороны, в таком процессе, как, например, резонансная (p, n) -реакция с возбуждением изобарических аналоговых состояний $^{3/2}$, испускание нейтрона может произойти только за счет внутреннего смешивания аналогового состояния типа (p, n^{-1}) с уровнями составного ядра.

В заключение хотелось бы отметить необходимость дальнейших систематических исследований параметров T и a для μ^- -захвата в области средних и тяжелых ядер, измерения спектров фотонейтронов для этих ядер, где данные весьма скудны и не точны, а также необходимость теоретических оценок связи аналоговых состояний и состояний составного ядра для процесса μ^- -захвата.

Авторы выражают искреннюю благодарность Д.Ф.Зарецкому, С.М.Поликанову, Р.А.Эрамжяну за полезные обсуждения и А.Зглинскому за помощь при измерениях.

Литература

1. В.В.Балашов, Р.А.Эрамжян. Препринт ОИЯИ, P2-3258, Дубна, 1967; *Phys.Lett.*, v. 9, 168 (1964).
2. V.Evseyev, T.Kozlowski et al. *Phys.Lett.*, 28B, 553 (1969). *Proc. III Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Plenum Press, N.Y.-L.* (1970), p. 157.
3. M.E.Plett, S.E.Sobotka. *Phys.Rev.*, C3, 1003, 1971.
4. WOLF-UDO Schroder. *Dissetation* (1971).
5. И.Войтковска, В.С.Евсеев и др. *ЯФ*, ХУ, 1154/1972/.
6. В.С.Евсеев. *Международная конференция по физике высоких энергий и структуре ядра, Д1_6349, 475/1971/*, Дубна.
7. А.Б.Мигдал. *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. Издат. "Наука", Москва, 1965.*
8. Г.Г.Бунатян. *ЯФ*, 3, 833/1966/.
9. D.W.Lang. *Nucl.Phys.*, v. 26, 434 (1961).
10. J.R.Huizenga and L.G.Moretto. *Univ. of Calif. Prepr. LBL. 662* (1972). J.R.Hizenga. *Proc. of the Int. Conf. on Stat. Proper. of Nuclei 425* (1972) N.Y.L. (1972).
11. T.Kozlowski. *Nucleonica*, XIII, 999 (1968).
12. И.Войтковска, В.С.Евсеев и др. Препринт ОИЯИ, P13-6053, Дубна, 1971.

13. K.H.Maier and J.Nitschke. *Nucl. Instr. and Meth.*, v. 59, 227 (1968).
14. В.Г.Варламов, Ю.М.Грашин и др. Препринт ОИЯИ, 1-4084, Дубна, 1968.
15. *NEUTRON CROSS SECTION vol. III* (1965) and vol. IIB (1966).
16. Г.Г.Дорошенко, В.И.Глаголев и др. *АЭ*, 16, вып. 3, 218/1964/.
17. C.Lanczos. "Appl. Analysis" Prentice Hall. Inc. (1965) 311.
18. В.И.Кухтевич и др. *Однокристалльный сцинтилляционный спектрометр. Атомиздат/1971/*.
19. A.Savitzy and M.J.E.Galay "Anal. Chemistry"; v. 36 1627 (1964).
20. K.J.Le Couteur. "Proc. Phys. Soc.", A63, 259 (1950); A65, 718 (1952)".
21. Г.Е.Беловицкий и др. *ЖЭТФ*, Т38, 404/1960/.
22. V.Macdonald et al. *Phys.Rev.*, 139, B1253 (1965).
23. И.Войтковска, В.С.Евсеев, Т.Козловски, Т.Н.Мамедов, В.С.Роганов. *ЯФ*, 14, вып. 3, /1971/.
24. E.D.Earle and G.A.Bartholomew. *Nucl.Phys.*, A176, 363 (1971).
25. С.С.Васильев и др. *Ядерные реакции при низких и средних энергиях. Изд. "Просвещение", М., 1970.*
26. О.А.Сальников и др. *ЯФ*, 4, 1154/1966/; *Изв. АН СССР, XXXII 653, /1968/*.
27. L.Rosen and Stewart. *Phys.Rev.*, v. 107, 824 (1957).
28. А.В.Малышев. *ЖЭТФ*, Т45, 316/1963/.
29. A.Gilbert and A.G.H.Cameron. *Can.J. Phys.* v. 43, 1446 (1965).
30. Н.А.Власов. "Нейтроны". Изд. "Наука", 1971.
31. G.S.Mutchler et al. *Bull.Am.Phys.Soc.*, v. 10, 542 (1965).
32. Б.Я.Гужовский, Д.Ф.Зарецкий, А.Г.Звенигородский, М.Г.Урин. *ЯФ*, 13, вып. 4, 719/1971/.
33. D.E.Hagge. Report No. UCRL.10516, Univ. of California, Radiation Laboratory, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 апреля 1973 года.