

П-58

ЯФ, 1969, т. 9, № 6, с. 1163-1172

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



РЗ - 4122

Ю.П.Попов, М.Флорек

ПОИСКИ РЕАКЦИИ (n, α)
НА РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНАХ ВБЛИЗИ ОБОЛОЧЕК
С $N=50$ И $Z=50$

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

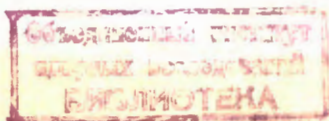
1968

РЗ - 4122

Ю.П.Попов, М.Флорек

ПОИСКИ РЕАКЦИИ (n, α)
НА РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНАХ ВЕЛИЗИ ОБОЛОЧЕК
С N-50 И Z - 50

Направлено в ЯФ



4603/3 пр

1. В в е д е н и е

Изучение α - распада является одним из основных методов исследования свойств атомных ядер. Однако слабая проникаемость кулоновского барьера ядра для α - частицы приводит к существенному сужению круга атомных ядер, которые можно исследовать с помощью α - распада. Практически это изотопы элементов с $Z > 84$ и несколько изотопов (в основном искусственных) редкоземельных элементов.

Интересную возможность расширения круга α - активных ядер представляет возбуждение ядра после захвата теплового или резонансного нейтрона. При этом энергия вылетающей α - частицы возрастает на величину энергии связи нейтрона в ядре и проникаемость кулоновского барьера ядра очень сильно возрастает (например, для ^{144}Nd на 30 порядков).

Впервые реакция (n, α) при возбуждении тяжелых ядер тепловыми нейтронами была обнаружена Макфарланом и Алмодоваром на ^{149}Sm /1/ и Хейфетцем с сотрудниками на ^{147}Sm , ^{149}Sm , ^{143}Nd /2/ и ^{123}Te /3/. Широкие поиски реакции (n, α) на тепловых нейтронах были предприняты Андреевым и Сироткиным, которые обследовали более 40 различных изотопов в области атомных весов $143 \leq A \leq 239$ /4/. Ими были наблюдаены α - частицы в случае ^{143}Nd , ^{147}Sm , ^{149}Sm и ^{151}Eu . Для остальных изотопов получены лишь верхние оценки сечения реакции на тепловых нейтронах.

Исследование реакции (n, α) на резонансных нейтронах проводится нашей группой. Были измерены α - ширины около 40 резонансов в реакции (n, α) на ядрах-мишенях вблизи замкнутой нейтронной оболочки

$N=82$ (^{143}Nd , ^{145}Nd , ^{147}Sm и ^{149}Sm) /5-7/, а также получены первые сведения о спектрах α - частиц в отдельных резонансах/8/.

Настоящая работа является продолжением подобного рода исследований в новой, неизученной с точки зрения α -распада области атомных ядер. Здесь приводятся первые результаты поисков реакций (n, α) для чётно-чётных составных ядер, имеющих несколько нуклонов сверх замкнутых оболочек с $N = 50$ и $Z = 50$. Эти области атомных ядер более перспективны с точки зрения возможности наблюдения α -распада возбужденных состояний. Выбор конкретных ядер, предназначенных для исследований, осуществлялся на основании результатов расчётов α -ширин по статистической теории (см. ниже).

2. Методика измерений

На импульсном реакторе ИБР с микротроном в качестве инжектора/9/ были проведены поиски реакций (n, α) на ядрах-мишенях ^{95}Mo , ^{105}Pd , ^{123}Te , ^{129}Xe . Энергия нейтрона определялась по методу времени пролета. Использовались пролетные базы 18 и 30 м. Временное разрешение для отдельных серий измерений указано в табл. 1.

В исследованиях реакции $^{95}\text{Mo}(n, \alpha)$ использовался многослойный газовый сцинтилляционный детектор/10/ без фоновых промежутков, расстояния между пластинами были увеличены до 4,5 см и между ними были введены сетки, на которые подавалось электрическое напряжение. Каждый промежуток между пластинами просматривался четырьмя фотоумножителями ФЭУ-49, импульсы с которых суммировались. Кроме того, рабочее давление газа - сцинтиллятора было уменьшено с 240 мм Hg до 180 мм Hg . Такое изменение режима работы детектора позволило получать более короткие во времени импульсы сцинтилляций в ксеноне, помещенном в электрическом поле, а следовательно, снизить вдвое фоны детектора.

В поисках реакций $^{105}\text{Pd}(n, \alpha)$ использовался тот же детектор, только импульсы с противоположащих фотоумножителей включались попарно на суммирование, а импульсы с каждого сумматора подавались на схему совпадений, которая управляла схемой пропускания. На вход схемы пропускания поступал просуммированный сигнал со всех 4 фотоумножителей, а импульс с выхода подавался на дифференциальный дискриминатор. Такой режим работы позволил в несколько раз снизить постоянные фоны детектора и в 3-10 раз (в зависимости от диапазона по времени относительно нейтронной вспышки) уменьшить фон детектора на пучке. Эффективность регистрации α -частиц уменьшилась по сравнению с прежней только на 30%. Этот вариант детектора в режиме естественных сцинтилляций (без электрического поля) применялся и для поисков реакции $\text{Xe}(n, \alpha)$.

Аналогичные фоновые условия были получены при изучении реакции $^{123}\text{Te}(n, \alpha)$ с помощью ионизационной камеры^{/8/}, когда α -частицы регистрировались в узком амплитудном окне. Такое разнообразие в детектирующей аппаратуре было связано с тем, что сечения реакций (n, α) на исследуемых изотопах очень малы даже по сравнению с сечениями на изотопах самария и неодима^{/5-7/} и были испробованы различные меры по уменьшению фонов детекторов α -частиц.

Сравнивая эти два основных типа детекторов, нужно отметить простоту конструкции и эксплуатации ионизационной камеры. Применение толстых мишеней (с толщиной до половины пробега α -частиц, вылетающих из мишеней) в ионизационной камере невыгодно, так как в этом случае придется использовать более широкое амплитудное окно, что ухудшает отношение эффект/фон. Фоновые условия в сцинтилляционном детекторе позволяют использовать толстые мишени общим весом до 20-30 грамм, хотя такой детектор более сложен в настройке и эксплуатации. Подробные характеристики различных режимов работы детекторов будут описаны отдельно.

Для регистрации γ -лучей в измерениях $^{95}\text{Mo}(n, \gamma)$ использовался жидкостной сцинтилляционный детектор γ -лучей^{/11/}.

В качестве мишеней, облучавшихся потоком резонансных нейтронов, использовались как естественные смеси изотопов (Pd, Xe), так и обогащенные изотопы ^{95}Mo и ^{123}Te . Палладий применялся в виде фольги толщиной 10 микрон, ^{95}Mo и ^{123}Te наносились тонким слоем на алюминиевые пластины толщиной 0,5 мм методом, описанным И.Томиковой/12/. Характеристики образцов, типы использованных детекторов и некоторые другие методические данные приведены в табл. 1.

Результаты измерений обрабатывались двумя способами.

В случае ^{95}Mo проводились измерения выхода α - частиц и γ -квантов в отдельных резонансах (N_α и N_γ соответственно). Тогда

$$\frac{N_\alpha}{N_\gamma} = \frac{\epsilon_\alpha \omega_\alpha t_\alpha}{\epsilon_\gamma \omega_\gamma t_\gamma} \cdot \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_\gamma} = K_1 \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_\gamma}, \quad (1)$$

где ϵ_α и ϵ_γ - эффективности регистрации случаев реакций (n, α) и (n, γ); ω_α и ω_γ - телесные углы, в которых регистрируются α -частицы и γ -кванты; t_α и t_γ - времена измерений соответствующими детекторами. В отличие от предыдущих работ /5,6/ здесь мы не могли воспользоваться для определения K_1 измерениями в тепловой области нейтронов, т.к. там эти реакции не наблюдались, и определяли K_1 из параллельных измерений выхода α -частиц в исследуемых резонансах и резонансах ^{143}Nd , для которых известны величины Γ_α и Γ_γ . При этом использовались недавно уточненные Квитеком и Поповым и отличающиеся от опубликованных ими ранее в работе/6/ значения α -ширин для резонансов с $E_0=127, 136, 180$ и 705 эв и $\Gamma_\alpha=8,5\pm 1,7; 33\pm 11; 1,7\pm 0,6$ и 16 ± 8 мкэв соответственно.

Эффективности регистрации ϵ_α и ϵ_γ для исследуемого элемента равны:

$$\begin{aligned} \epsilon_\alpha &= a \epsilon_\alpha^k, \\ \epsilon_\gamma &= b \epsilon_\gamma^k, \end{aligned}$$

где индекс k относится к нормировочному элементу ^{143}Nd .

Поправка a рассчитывалась П. Регаком на вычислительной машине, поправка b определялась с помощью измерений отношения выхода γ -лучей в резонансах нормировочного и исследуемого элемента при работе (n, γ) -детектора в режиме совпадений и суммирования /11/. Из-за идентичности геометрии $\omega_a = \omega_a^k$ и $\omega_\gamma = \omega_\gamma^k$, а так как $t_a = t_a^k$, $t_\gamma = t_\gamma^k$ (измерения параллельные), то

$$\Gamma_a = \Gamma_\gamma \frac{b}{a} \left(\frac{\Gamma_a}{\Gamma_\gamma} \frac{N_\gamma}{N_a} \right)^k \frac{N_a}{N_\gamma}. \quad (2)$$

Второй метод обработки не требует измерения выхода γ -лучей в отдельных резонансах. Измеряются только выходы a -частиц из исследуемого и нормировочного образцов. Кроме того, необходимо знание параметров исследуемых и нормировочных резонансов и изменения потока нейтронов с энергией.

Если образцы тонкие ($n \sigma_0 \ll 1$), что обычно выполняется для наших мишеней, то можно показать, что

$$\Gamma_a = K_2 \frac{\Gamma}{g \Gamma_n} E_0^{1,8} N_a, \quad (3)$$

где

$$K_2 = \frac{\epsilon_a^k \omega_a^k t_a^k}{\epsilon_a \omega_a t_a} \left(\frac{g \Gamma_n}{\Gamma E_0^{1,8}} \frac{\Gamma_a}{N_a} \right)^k \frac{n_0^k}{n_0}, \quad (4)$$

n_0 - количество ядер в образце, E_0 - энергия соответствующего резонанса. Принимается, что для реактора ИБР с водяным замедлителем поток нейтронов на единицу энергии изменяется как $E^{-0,8}$.

Расчеты по формуле (3) использовались для всех исследованных изотопов. При этом параметры нейтронных резонансов ^{143}Nd брались из работы /13/, резонансов ^{123}Te , ^{95}Mo , ^{105}Pd из /14/ и ^{129}Xe из /15/.

3. Результаты измерений

Прежде чем перейти к изложению конкретных результатов, отметим некоторые особенности α - распада после захвата резонансных нейтронов. В нашем случае все ядра-мишени имеют основные состояния с положительной четностью и полупелым спином $1/2^+$. Поэтому после захвата резонансного n - нейтрона образуется состояние с положительной четностью и целым четным или нечетным значением спина (см. схемы распада на рис. 1 и 2). Согласно закону сохранения четности α - распад в основное состояние четно-четного дочернего ядра с $J^\pi = 0^+$ (т.е. переход с максимальной энергией α - частицы, а следовательно, и вероятностью) может происходить только из резонансных состояний с четным спином. В резонансах с нечетным спином α - распад возможен только на возбужденные состояния, т.е. с меньшей α - шириной. Такой эффект наблюдался ранее $^{16}/$ и иногда может быть использован для определения спина возбужденного состояния. В нашем случае разница в проникаемости α - частиц для переходов в состояния 0^+ и 2^+ может составлять один-два порядка и наблюдение резонансов с нечетными спинами сильно затруднено.

Молибден - 95. В нижней части рис. 1 приведена зависимость числа отсчетов детектора α - частиц от энергии захваченных нейтронов для ядер-мишеней ^{95}Mo и ^{143}Nd (кривая 1) и для ^{95}Mo отдельно (кривая 2). В верхней части рисунка дана аналогичная кривая, полученная при детектировании γ - квантов из облучаемой нейтронами мишени ^{95}Mo . Эта кривая снималась при временном разрешении 12 нсек/м. На экспериментальной кривой для α - частиц отчетливо видно увеличение отсчетов детектора α - частиц в области положения резонансов ^{143}Nd с энергией 127, 135, 180, 408 и 705 эв (кривая 1) и также в области положения резонансов ^{95}Mo с энергией 553, 899 и 1145 эв (кривые 1 и 2). Следует отметить, что не наблюдается превышения эффекта над фоном в области сильного резонанса ^{95}Mo с энергией 45 эв. Это еще раз подтверждает, что увеличение значений N_α на кривой 1 или 2 нельзя объяснить регистрацией γ - квантов из реакции $^{95}\text{Mo}(n, \gamma)$.

Обработка результатов проводилась как по формуле (2), так и по формуле (3). Для определения K_1 и K_2 было использовано среднее значение по 4 резонансам ^{143}Nd . Отклонения от среднего не превышали 15%. В табл. 2 приведено число отсчетов α -частиц для отдельных резонансов и значения α -ширин. Для резонансов, проявляющихся в реакции (n, γ) и не проявившихся в реакции (n, α) , верхняя оценка α -ширин дается с вероятностью 95%, т.е. за величину Γ_α взята разность эффекта и фона плюс двойная статистическая ошибка. Можно отметить хорошее совпадение результатов обработки тем и другим методом.

Теллур - 123. Результаты измерений реакции $^{123}\text{Te}(n, \alpha)$ совместно с реакцией $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)$ (для нормировки) приведены на рис. 2 (сплошная кривая). Пунктирная кривая проведена по измерениям Квитека и Попова в масштабе 1:8 и характеризует выход α -частиц при возбуждении нейтронами различных энергий только ядер ^{143}Nd . Измерения реакции $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)$ были проведены с временным разрешением 0,1 мксек/м, а реакции $^{123}\text{Te}(n, \alpha)$ - с разрешением 0,16 мксек/м, чем и объясняется разница в ширине резонансов на той и другой кривой. Сравнивая эти две кривые, можно заметить, что увеличение N_α в области положения резонансов ^{123}Te с энергией 96, 235 и 275 эв обусловлено реакцией $^{123}\text{Te}(n, \alpha)$, а не $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)$.

Число зарегистрированных α -частиц для отдельных резонансов и вычисленные значения α -ширин приведены в табл. 2. Обработка производилась по формуле (3). Для резонансов с $E_0 = 96, 235$ и 275 эв принималось $\Gamma_\gamma = \bar{\Gamma}_\gamma = 104 \pm 9$ Мэв /17/. Верхняя оценка α -ширины дается с вероятностью 95%.

В связи с малой статистической точностью выводы о величине α -ширины и значении спина для резонанса с $E_0 = 275$ эв, по-видимому, следует считать предварительными.

Палладий - 105. В измерениях зависимости N_α от энергии нейтронов в пределах статистической точности не наблюдалось увеличения числа отсчетов над уровнем фона в области положения резонансов ^{105}Pd вплоть

до энергии нейтронов 350 эв. В области выше 100 эв у ^{105}Pd имеется много близко расположенных резонансов, и разрешение 0,16 мксек/м недостаточно для их разделения. Поэтому рассматривалась только область энергии ниже 100 эв, где известны спины всех резонансов ^{105}Pd . Для получения верхней оценки Γ_α использовались только уровни с $J^\pi = 2^+$ (см. выше). Наблюдаемые счета и верхние значения α - ширины приведены в табл. 2. Обработка производилась по формуле (3).

Ксенон - 129. Были проведены два измерения, первое без калибровочной пластины ^{143}Nd , второе с калибровочной пластиной. Такая постановка эксперимента связана с тем, что в области положения резонанса с $E_0 = 125,8$ эв (единственный резонанс ^{129}Xe с $J^\pi = 0^+$ в области энергии нейтронов ниже 350 эв) имеется резонанс ^{143}Nd с большой α - шириной. В этом случае для определения t_α и t_α^k использовался монитор нейтронного потока.

На экспериментальной кривой N_α не наблюдалось превышения числа отсчетов над уровнем фона в области положения резонансов ^{129}Xe с энергией ниже 150 эв. Верхние оценки α - ширины, полученные по формуле (3), приведены в табл. 2.

4. Обсуждение результатов

Трактуя α - распад как квантовомеханический процесс проникновения α - частицы через потенциальный барьер ядра, мы можем представить вероятность α - распада (или α - ширину) как произведение двух множителей:

$$W = \frac{\Gamma_\alpha}{\hbar} = f_\alpha P. \quad (5)$$

Первый множитель, f_α , есть вероятность образования α - частицы на поверхности ядра, второй множитель, P , учитывает вероятность проникновения α - частицы через кулоновский и центробежный (если α - частица вылетает с $\ell > 0$) барьеры ядра.

Множитель f_{α} определяется внутренними свойствами ядра, природой распадающегося состояния, а для парциальных α -переходов и "средством" уровней материнского и дочернего ядер, между которыми происходит α -переход. Расчет этой величины на основании теоретических моделей в настоящее время проводится лишь для α -распада основного или первых возбужденных состояний некоторых ядер (см. например, /18/). В случае α -распада высоковозбужденных состояний оценка величины f_{α} возможна пока лишь на базе статистической теории, которая связывает этот множитель со средним расстоянием между уровнями в окрестности распадающегося состояния ядра - D простым выражением

$$f_{\alpha} = \frac{D}{2\pi\hbar} . \quad (6)$$

Если α -распад составного ядра обусловлен захватом резонансного нейтрона, величина D имеет определенное значение и для большинства ядер она известна из нейтронной спектроскопии /17/.

Из-за экспоненциального падения множителя P с уменьшением энергии α -частицы наиболее интенсивные переходы должны идти в наименее из разрешенных состояний с энергией возбуждения $E_{min} \geq 0$ и ближайшие к ним состояния. Таким образом, в известном выражении статистической теории

$$\Gamma_{\alpha}^{CT} = \frac{\Gamma}{2\pi} \sum_{i,\ell} P_{i\ell} , \quad (7)$$

где суммирование проницаемостей ведется по возможным орбитальным моментам ℓ и конечным состояниям ядра i , практически можно ограничиться учетом уровней дочернего ядра с $E_{воз} - E_{min} \leq 1,5$ Мэв. В наших оценках Γ_{α}^{CT} использовались величины P_{ℓ} , рассчитанные Дадакиной /19/.

Для сравнения со статистической теорией мы пользовались средними значениями, $\bar{\Gamma}_{\alpha}$, для каждого изотопа, и на рис. 3 показана (вместе с опубликованными ранее данными Квитека и Попова для изото-

пов Sm /5,7/ и исправленными данными /6/ для Nd) зависимость от массового числа отношения средних экспериментальных α -ширин к теоретическим:

$$\frac{\bar{\Gamma}_\alpha}{\Gamma_\alpha^{\text{СТ}}} = \frac{2\pi}{D} \frac{\bar{\Gamma}_\alpha}{\sum_{i,l} P_{i,l}} \quad (8)$$

В случае, если α -распад в основное состояние преобладает, как это имеет место у ^{144}Nd и, по-видимому, у ^{96}Mo , ^{124}Te и других ядер, где первое возбужденное состояние дочерних ядер расположено довольно высоко, мы получаем, что

$$\frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_\alpha^{\text{СТ}}} \approx \frac{\delta_0^2}{D} = S_\alpha, \quad (9)$$

где δ_0^2 - приведенная α -ширина перехода в основное состояние.

По аналогии с нейтронной спектроскопией величину S_α в данном случае можно назвать α -частичной "силовой функцией".

Усреднение экспериментальных значений α -ширин производилось в основном по всем наблюдаемым резонансам, кроме того, использовались верхние оценки Γ_α , но лишь те, где эксперимент давал точность, сравнимую с оценками по статистической теории. Не приводятся здесь верхние оценки α -ширин для четно-четных ядер мишеней палладия и ксенона - они пока на несколько порядков выше соответствующих величин $\Gamma_\alpha^{\text{СТ}}$. В тех случаях, когда спины резонансов известны (см. таблицу 2), в согласии с формулой (9) были использованы только те резонансные состояния, из которых разрешен α -переход в основное состояние дочерних ядер.

Для составных ядер ^{148}Sm и ^{130}Xe с целью увеличения статистической достоверности результатов было использовано среднее по всем исследованным резонансам, и полученная величина $\bar{\Gamma}_\alpha$ сравнивалась с $\Gamma_\alpha^{\text{СТ}}$, усредненной по α -переходам как в основное, так и первое возбужденное состояния. В случае ^{95}Mo мы приписали трем самым сильным в реакции (n, α) резонансам значение спина $J = 2$ как наиболее вероятное (см. ниже).

При взгляде на рис. 3 обращает на себя внимание тот факт, что для всех случаев, где экспериментальная точность достаточна для сравнения со статистической теорией, $S_{\alpha} \leq 1$. Одной из причин такого систематического расхождения теории с экспериментом является то, что статистическая теория предполагает наличие усреднения вероятностей α -распада как по начальным, так и по конечным состояниям ядер, в то время как в эксперименте мы имеем усреднение по начальным состояниям (по резонансам), а в качестве конечных состояний отобраны, как правило, только основные состояния, существенно специфичные по своей природе.

Так, например, для распада чётно-чётного ядра в основное состояние необходимо не только образование α -частицы на поверхности составного ядра (множитель f_{α} в формуле (5)), но и наличие всех нуклонов в ядре в спаренном состоянии. Обозначая вероятность последнего процесса через f_n (существенно, что $f_n < 1$), мы получаем, что вероятность α -переходов в основное состояние приобретает вид

$$W_0 = f_{\alpha} f_n P. \quad (10)$$

Подавление вероятности α -переходов в основное состояние можно заметить и при анализе спектров α -частиц в реакции $(p, \alpha)/8,20/$. Подробнее см. /21/.

Другой возможной причиной расхождения значений $\Gamma_{\alpha}^{ст}$ с экспериментальными данными является использование в расчётах проницаемостей P_l экспоненциального потенциала Иго /22/. Возможно, использование оптического потенциала улучшит согласие теоретических и экспериментальных значений α -ширин. Такие расчёты планируются.

Дальнейшие исследования α -распада с высоковозбужденных состояний для более широкого круга ядер позволят проследить структуру зависимости $S_{\alpha}(A)$. Не исключено, что α -частичная "силовая функция" имеет свои минимумы и максимумы, как мы это наблюдаем, например, для α -волновой нейтронной силовой функции.

Как отмечалось выше, распределение α -ширин для чётно-чётных составных ядер в зависимости от спина резонанса распадается на две группы, которые в большей или меньшей степени перекрываются между собой за счёт флуктуаций α -ширин/5-7/. Распределение α -ширин в каждой из групп можно описать распределением Портера-Томаса/23/ с числом степеней свободы $\nu = \nu_{\text{эф}}$ где $\nu_{\text{эф}}$ - эффективное число открытых каналов реакции/24/, определяемое в случае реакции (n, α) из соотношения проницаемостей для переходов в основное и нижнее возбужденные состояния дочерних ядер/21/. Как показывают расчёты, для исследованных нами ядер $\nu_{\text{эф}} \approx 1$. Это значение использовалось при оценке вероятностей того, что данная величина Γ_{α} относится к резонансу с тем или иным спином.

В случае ^{123}Te средняя α -ширина для резонансов со спинами $J = 0$ должна быть в 500 раз больше, чем $\bar{\Gamma}_{\alpha}$ для $J = 1$ из-за разницы в проницаемостях для α -распада в основное и первое возбужденное состояние. Поскольку вероятность того, что α -ширина будет в сотни раз больше $\bar{\Gamma}_{\alpha}$, практически равна нулю, мы можем на основании полученных нами значений приписать резонансам ^{123}Te с $E_0 = 96, 235$ и 275 эв $J^{\pi} = 0^{+}$

Для ^{95}Mo положение не столь определено, поскольку за счёт разницы в проницаемостях расчёты дают $\bar{\Gamma}_{\alpha}(J=3) = \frac{1}{20} \bar{\Gamma}_{\alpha}(J=2)$, а кроме того, измеренные нами величины Γ_{α} на порядок меньше рассчитанных по статистической модели для $J = 2$. Поэтому значение спина $J = 2$ приписывается наиболее сильным резонансам в реакции $^{95}\text{Mo}(n, \alpha)$ с $E_0 = 554, 899$ и 1145 эв лишь как наиболее вероятное. Резонансу ^{95}Mo с $E_0 = 45$ эв, согласно нашим измерениям, следует приписать значение $J = 3$ как наиболее предпочтительное, поскольку при $J = 2$ вероятность встретить резонанс с $\Gamma_{\alpha} = 1/1000$ $\bar{\Gamma}_{\alpha}$ равна всего 2%.

Полученные нами значения спинов резонансов ^{95}Mo полностью согласуются с результатами недавней работы Косева и др./25/.

В заключение авторы выражают свою благодарность Ф.Л. Шапиро за полезные обсуждения, Й.Томиковой за изготовление мишеней, В.Семенову, принимавшему участие в измерениях и обработке результатов по ^{95}Mo , и П.Регаку за проведение ряда расчётов и помощь при изме-

рениях. Авторы благодарны В.С.Золотареву и его сотрудникам за предоставление разделенных изотопов.

Л и т е р а т у р а

1. R.D. Macfarlane, J. Almodovar. *Phys. Rev.*, 127, 1665 (1962).
2. E. Cheifetz, J. Gilat et al. *Phys. Lett.*, 1, 289 (1962).
3. E. Cheifetz, Y. Gozez, A. I. Yavin. *Nucl. Phys.*, A91, 238 (1967).
4. В.Н. Андреев, С.М. Сироткин. *ЯФ*, 1, 252 (1965).
5. I. Kvitek, Yu. P. Popov. *Phys. Lett.*, 22, 186 (1966).
6. И. Квитек, Ю.П. Попов. *Письма ЖЭТФ*, 5, 365 (1967).
7. Yu. P. Popov, I. Kvitek, M. Stempinski. *Contributions International Conference on Nuclear Structure*. 7-13. sept. 1967, Tokio, Japan, p. 311.
8. Ю.П. Попов, М. Стэмпинский. *Письма ЖЭТФ*, 7, вып. 4, 126 (1968).
9. В.Д. Ананьев, П.С. Анцупов, С.П. Капица, И.М. Матора, В.И. Мелехин, Л.Н. Меркулов, Р.В. Харьюзов. *Препринт ОИЯИ, Р-2313*, Дубна, 1965.
10. И. Квитек, Ю.П. Попов, К.Г. Родионов. *ПТЭ* №2, 90 (1967).
11. Л.Б. Пикельнер, М.И. Пшитула, Ким Хи Сан, Чэн Лин Янь, Э.И. Шараров. *ПТЭ*, №2 (1963).
12. Й. Томикова. *Препринт ОИЯИ 13-4083*, Дубна, 1968.
13. Э.Н. Каржавина, Нгуен Нгуен Фонг, А.Б. Попов, А.И. Таскаев. *Препринт ОИЯИ, Р3-3564*, Дубна, 1967.
14. *Neutron Cross Section*. BNL-325, suppl. N2, II, B, 1966.
15. *Nuclear Data for Reactor*, CN-23/72, Vienna, IAEA, 1967.
16. C.M. Lederer, I. Perlman. *Table of Isotopes*. 6.th. Ed. New York, 1967.
17. И.В. Гордеев, А.А. Кардашев, А.В. Малышев. *Ядерно-физические константы*. Атомиздат, 1963.
18. J. O. Rasmussen. *Nucl. Phys.*, 44, 93 (1965).
19. А.Ф. Дадакина. *Бюллетень информационного центра по ядерным данным* №3, 326, Атомиздат, 1966.
20. N.S. Oakley, R.D. Macfarlane. *Phys. Lett.*, 24B, 142 (1967).

21. Ю.П.Попов. Материалы Третьей зимней школы по теории ядра и физике высоких энергий, часть II стр. 127, АН СССР, ФТИ, Ленинград, 1968.
22. G. Jgo. *Phys.Rev.Lett.*, 1, 72 (1958).
23. C.E. Porter, R.Y. Thomas. *Phys.Rev.*, 104, 483 (1956).
24. L. Willets. *Phys.Rev.Lett.*, 9, 430 (1962).
25. C. Coceva, F. Corvi, P. Giacobbe, G. Carraro. *Nucl. Phys.*, A 117, 586 (1968).
26. М.И.Певзнер, Ю.В.Адамчук, Л.С.Данелян, Б.В.Ефимов, С.С.Москалев, Г.В.Мурадян. *ЖЭТФ*, 44, 1187 (1963).
27. Л.С.Данелян, Б.В.Ефимов. *Атомная энергия*, 14, вып. 3, 263 (1963).

Рукопись поступила в издательский отдел

24 октября 1968 года.

Таблица I

Ядро-мишень	E_a , Мэв	% содержан. изотопа	Вид образца	Вес образца, г	Площадь	Тип детектора	Время измерения (час)	Временное разрешение, мксек/м
^{95}Mo	6,4	82,4	Mo_2O_3	23,04	2900 см^2	Газовый сцинтиллятор с полем	131 с №143	0,1
^{105}Pd	6,25	22,6 (естеств. смесь)	Металл, фольга	19,3	2800 см^2	"	50 без №143	0,16
^{123}Te	7,32	67,3	TeO_2	2,08	942 см^2	Ионизационная камера	74	0,16
^{129}Xe	6,85	26,4 (естеств. смесь)	газ	70	$v-1,7 \cdot 10^4 \text{ см}^3$ $P-0,7 \text{ атм}$	Газовый сцинтиллятор без поля	51	0,15
^{149}Nd	9,42	73,2						

Таблица 2

Ядро-мишень	E_0 , эВ	J	N_α	Γ_α , МКЭВ		$\Gamma_\alpha^{ст}$, МКЭВ
				по формуле (2)	по формуле (3)	
^{95}Mo	45,1	3*	-75+52	$\leq 0,016$	$\leq 0,019$	15
	158,5	3*	63+35	$\leq 4,5$	$\leq 4,0$	"
	358,2	3*	41+32	$\leq 3,1$	$\leq 1,6$	"
	553,9	2*	123+40	6,0+3,8	6,3+3,6	290
	899	2*	239+55	22+13	16+12	"
	1145	2*	266+59	48+29	39+25	"
^{123}Te	2,334	1*	2+8		$\leq 0,004$	0,007
	24,1	0*	-1+9		$\leq 0,1$	4,0
	35,9		-3+10		$\leq 0,35$	"
	96,9	0	45+11		3,3+1,9	4,0
	235,3	0	44+14		5,3+3,8	"
	275	0	27+12		3,4+2,9	"
^{105}Pd	13,2	2*	4+12		$\leq 0,06$	0,82
	30,2	2*	5+13		$\leq 3,4$	"
	78,5	2*	13+14		$\leq 0,6$	"
^{129}Xe	9,4	1*			$\leq 0,004$	0,004
	92,2	1*	16+11		$\leq 0,02$	"
	125,8	0*	7+11		$\leq 0,03$	0,25

ж) Значения спинов резонансов взяты из работ /14, 15, 25/.
 В расчётах $\Gamma_\alpha^{ст}$ для ^{95}Mo и ^{123}Te значение ν приводится по данным работ /26, 27/ соответственно.

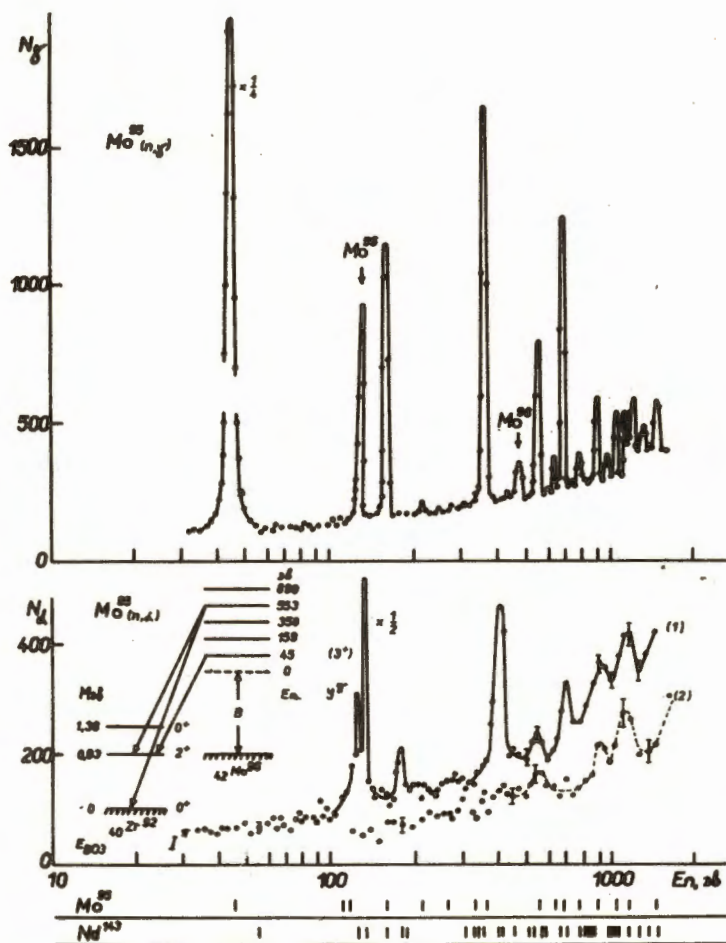


Рис. 1. Зависимость числа отсчётов детектора α -частиц от энергии нейтронов в измерениях с разделёнными изотопами ^{95}Mo и ^{143}Nd (кривая 1) и разделённым изотопом ^{95}Mo (кривая 2 в масштабе 2 : 1). В верхней части рисунка - аналогичная кривая для реакции $^{95}\text{Mo}(n, \alpha)$, В - энергия связи нейтрона в ядре, J^π - спин и чётность резонансных состояний составного ядра, I^π - спин и чётность состояний дочернего ядра. Внизу рисунка показано положение известных резонансов в ^{95}Mo и ^{143}Nd .

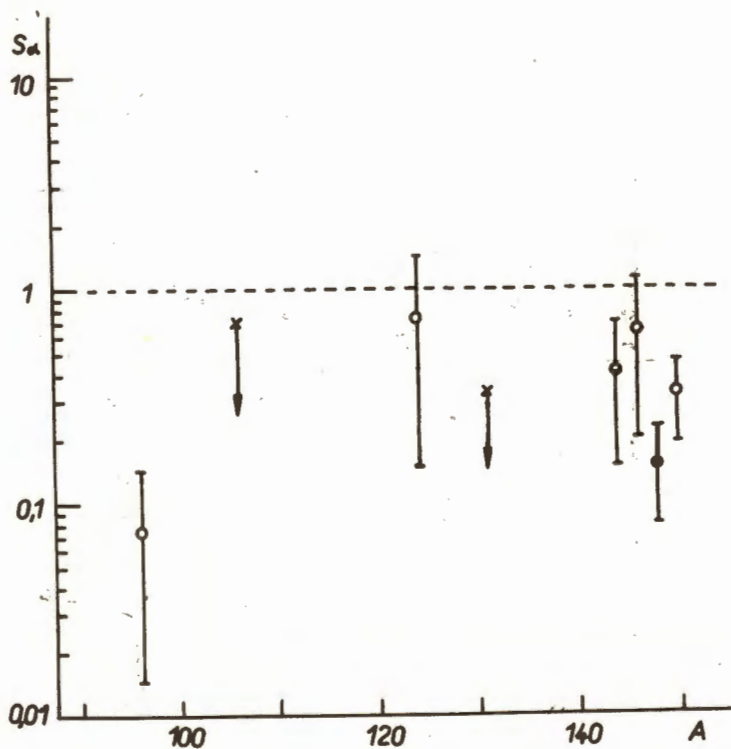


Рис. 3. Сравнение средних значений α -ширин, полученных в эксперименте, с рассчитанными по статистической теории для различных ядер: $S_\alpha = \bar{\Gamma}_\alpha / \Gamma_\alpha^{CT}$ (O - среднее по резонансам, для которых разрешен α -переход в основное состояние дочернего ядра, ● - среднее по всем наблюдаемым резонансам, x - верхняя оценка).