

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



10372

ЭНЕРГ. ЧИТ. ЗАЛА

РЗ - 10372

А. Антонов, Н. Балабанов, Ю. М. Гледенов, Пак Хон Чер,
Ю. П. Попов

РЕАКЦИЯ (n, α) И НОВАЯ ОБЛАСТЬ α -РАСПАДА
КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ ЯДЕР

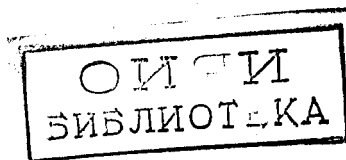
1977

РЗ - 10372

А.Антонов, Н.Балабанов, Ю.М.Гледенов, Пак Хон Чер,
Ю.П.Попов

РЕАКЦИЯ (n, α) И НОВАЯ ОБЛАСТЬ α -РАСПАДА
КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ ЯДЕР

Направлено в ЯФ



Реакция (n, α) и новая область α -распада компаунд-состояний ядер

Анализируются результаты исследования реакции (n, α) на резонансных нейтронах в новой области ядер с $A \sim 60 - 106$.

Установлено наличие α -распада высоковозбужденных состояний в этой области сферических ядер. Проведено сравнение экспериментальных α -ширин с рассчитанными по оптической и кластерной моделям. Оценены величины силовой функции для мягких γ -переходов между компаунд-состояниями.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1977

Antonov A. et al.

P3 - 10372

The Reaction (n, α) and a New Region of α -Decay of the Nucleus Compound States

The results of investigation of (n, α) reaction on resonance neutrons in a new range of nuclei ($A \sim 60-106$) are analysed. Alpha-decay of highly excited states is observed in this region of spherical nuclei. Experimental data on alpha widths are compared with those calculated in terms of the optical and cluster model. Strength function values for the soft gamma-transitions between the compound states are estimated.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1977

1. Введение

Реакция (n, α) на резонансных нейтронах позволяет возбуждать относительно долгоживущие /по ядерным временам/ состояния и исследовать их α -распад, механизм которого имеет много общего с механизмом классического α -распада основных состояний. Однако если естественный α -распад характерен лишь для сравнительно тяжелых ядер /несколько изотопов редкоземельных элементов и ядра элементов, расположенных за висмутом/, то, как показало систематическое изучение реакции (n, α) в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ, возбужденные ядра на энергию связи налетающего нейтрона дает возможность исследовать α -распад на ядрах практически всех элементов периодической системы /1/. Наиболее подробно изучены к настоящему времени нечетные изотопы неодима⁴ и самария^{2-5/}, что позволило получить первые сведения о распределении полных и парциальных α -ширин нейтронных резонансов. Обнаружен α -распад компаунд-состояний и для ряда деформированных ядер /6/. В то же время для ядер с $A \leq 100$ к началу этого цикла измерений /1974 год/ данные были весьма бедны: в реакции (n, α) было зарегистрировано лишь несколько резонансов на изотопах ⁹⁵Mo и Zn^{7,8/}. Расширение круга исследованных ядер представляет несомненный интерес для понимания механизма реакции (n, α) , структуры высоковозбужденных состояний ядер, стимулирует развитие соответствующих теоретических представлений и, в частности, позволяет надеяться на уточнение параметров оптической модели, описывающей взаимодействие подбарьерных α -частиц с ядром. Кроме того, данные по реакции (n, α) на ядрах с $A \leq 100$, входящих в состав

конструкционных материалов реакторов, являются необходимыми для оценки накопления в них гелия при расчетах мощных энергетических реакторов /9/.

В настоящей работе анализируются результаты исследований реакции (n, α) , выполненных на резонансных нейтронах в новой области ядер с $A \sim 60 - 106$. На высокоинтенсивных пучках нейтронов от импульсного реактора ИБР-30 ЛНФ ОИЯИ проведены измерения полных α -ширин для изотопов-мишеней $^{64,67}\text{Zn}$, ^{95}Mo , $^{99,101}\text{Ru}$ и ^{105}Pd . Реакция (n, α) на изотопах рутения и палладия исследована впервые нами, и первоначальные результаты опубликованы в работах /10,11/. Измерения на изотопах молибдена и цинка, выполненные с лучшими статистической точностью и временным разрешением по сравнению с работами /7,8/, существенно дополняют их данные.

2. Эксперимент

Исследования реакции (n, α) проводились на пучках нейтронов от линейного ускорителя электронов, работавшего с импульсным реактором ИБР-30 в качестве размножающего бустера. Наличие бустера позволяло до 200 раз поднять выход резонансных нейтронов, что весьма важно для регистрации реакции (n, α) , идущей с малыми сечениями. Спектрометрия нейтронов осуществлялась по времени пролета /ширина вспышки на полувысоте - 4 мкс, пролетные базы - от 30 до 240 м/.

Для регистрации α -частиц использовалась многосекционная пропорциональная камера. Каждая секция камеры представляла собой плоский сдвоенный пропорциональный счетчик, разделенный прозрачной для α -частиц сеткой, что позволяло фиксировать α -частицы по совпадениям в полусекциях /12/. По сравнению с ранее описанным вариантом камеры /12/ его настоящий вариант отличается тем, что электроника была несколько модифицирована с целью уменьшения влияния перегрузок, возникающих от первичного импульса мощности реактора. Это дало возможность более надежно и с большей эффек-

тивностью вести исследования с относительно быстрыми $/E_n > 1 \text{ кэВ}/$ нейтронами.

В наших экспериментах палладий использовался в виде металлической фольги толщиной 10 мкм, остальные мишени представляли собой тонкие слои вещества, нанесенные на алюминиевые подложки методом осаждения. Параллельно с измерениями на исследуемых изотопах проводились также измерения на мишени из ^{147}Sm , которая использовалась в качестве калибровочной. Данные об изотопном составе используемых мишеней, а также более подробные сведения об условиях экспериментов приведены в табл. 1 и 2.

3. Результаты измерений

На рис. 1-5 представлены полученные временные спектры выхода α -частиц из реакции (n, α) на образцах ^{67}Zn , ^{95}Mo , естественного рутения, ^{99}Ru и палладия соответственно. Стрелками отмечены положения известных резонансов. Значения полных α -ширин, приведенные в табл. 3, вычислялись из суммарных отсчетов α -частиц N_α в отдельных резонансах по формуле

$$(\Gamma_\alpha)_x = \frac{\epsilon_0 S_0 \phi_0}{\epsilon_x S_x \phi_x} \cdot \frac{A_0 \Gamma_x}{A_x \Gamma_0} \cdot \frac{(N_\alpha)_x}{(N_\alpha)_0} (\Gamma_\alpha)_0, \quad /1/$$

где ϵ - эффективность детектора к α -частицам; S - площадь мишени; A - площадь резонанса на кривой пропускания; ϕ - поток нейтронов; Γ и Γ_α - полная и α -ширины резонанса; индексы "0" и "x" означают калибровочный и исследуемый резонансы соответственно.

Γ_α для резонансов с неизвестными параметрами Γ_n и Γ получены в предположении тонкого образца и большой нейтронной ширины ($\Gamma_n \gg \Gamma$). Заметим, что при этом Γ_α , полученная по формуле /1/, не зависит от Γ_n и Γ .

Для вычислений полных α -ширин везде, где специально не оговорено, использовались параметры нейтронных резонансов из атласа /13/. Для абсолютной

калибровки α -ширин параллельно регистрировался выход α -частиц в резонансах ^{147}Sm с $E_0 = 3,42$ и $83,7$ эВ, полные α -ширины которых измерены с хорошей точностью /5,14/.

Ошибки измерения Γ_α включают в себя статистические ошибки счета α -частиц и неопределенности в соответствующих резонансных параметрах, входящих в формулу для вычисления Γ_α ; ошибки калибровки не включены.

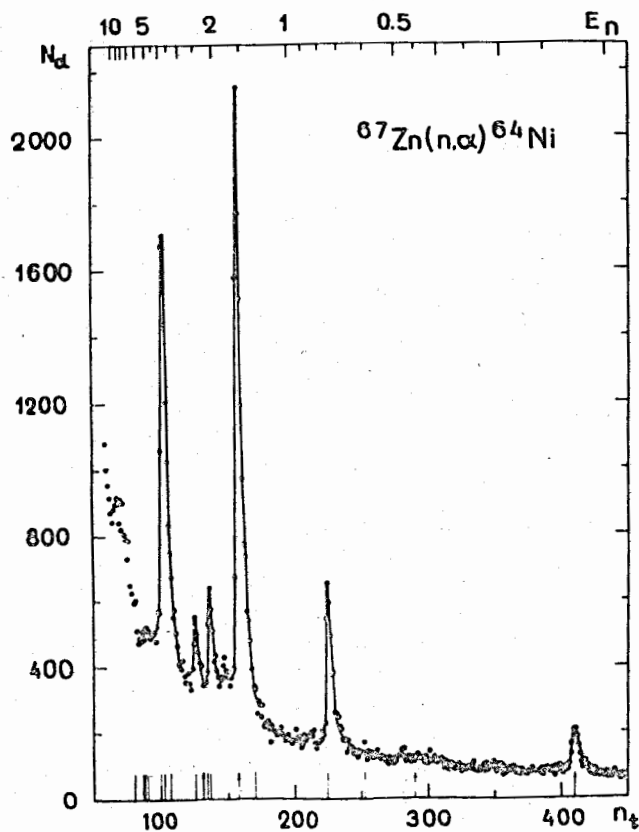


Рис. 1. Выход α -частиц из реакции (n, α) на ^{67}Zn в зависимости от времени пролета нейтронов. E_n - энергия нейтронов в кэВ. Линиями отмечены положения резонансов Zn , не идентифицированных ранее по изотопной принадлежности.

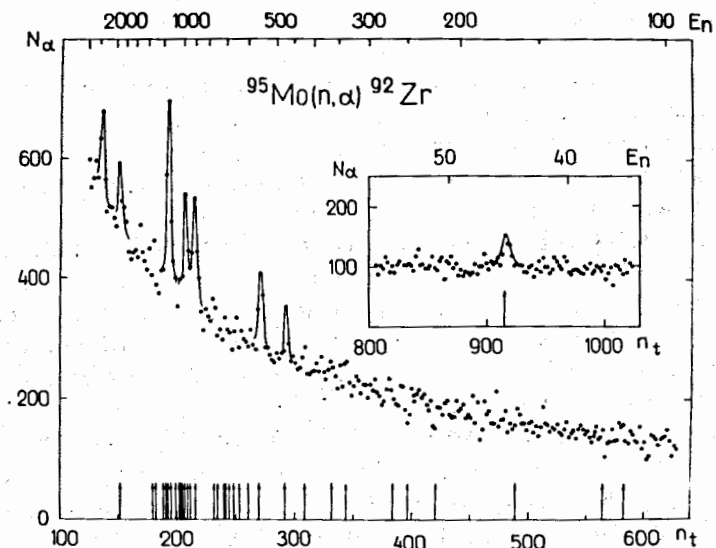


Рис. 2. Выход α -частиц из реакции (n, α) на ^{95}Mo в зависимости от времени пролета нейтронов. E_n - энергия нейтронов в эВ.

3.1. Цинк - 64

Измерения проводились на обогащенном изотопе ^{64}Zn /табл. 1/. Используя данные работы /8/, где $\langle \Gamma_\alpha \rangle \approx 80$ мкэВ, мы ожидали получить значения полных α -ширин для резонансов с энергией до 10 кэВ, измеряя их с разрешением 17 нс/м /пролетная база $L=240$ м/. Неудача заставила повторить эксперимент в других условиях с лучшей статистикой / $L=85$ м/ для проверки результатов /8/. Измерения α -ширин резонансов с $E_0 = 281$ и 2637 эВ дали величину $\langle \Gamma_\alpha \rangle \approx 10$ мкэВ /табл. 4/, которая значительно меньше приведенной в работе /8/. По-видимому, работая на мишенях из естественной смеси Zn , авторы /8/ ошибочно идентифицировали проявившиеся в их экспериментах резонансы, приписав их ^{64}Zn вместо ^{67}Zn .

3.2. Цинк - 67

Получены с достаточной статистической точностью полные α -ширины для трех резонансов ^{67}Zn из четырех известных ^{/13/}. Кроме того, на временном спектре /рис. 1/ проявились еще четыре хорошо выделенных пика, соответствующие резонансам цинка при $E_0 = 750; 2070; 2476; 3793$ эВ с неизвестной изотопной принадлежностью ^{/13/}. Так как обогащение по основному изотопу используемых нами мишеней достаточно велико /табл. 1/ и по величинам проницаемостей кулоновского барьера для α -частиц изотоп ^{67}Zn является самым благоприятным изотопом Zn для наблюдения реакции (n, α) , мы приписали эти резонансы ^{67}Zn . Во всех сериях измерений с ^{67}Zn в области $E_n \sim 1780$ эВ наблюдалось статистически достоверное превышение счета α -частиц над уровнем фона. По-видимому, это новый резонанс ^{67}Zn .

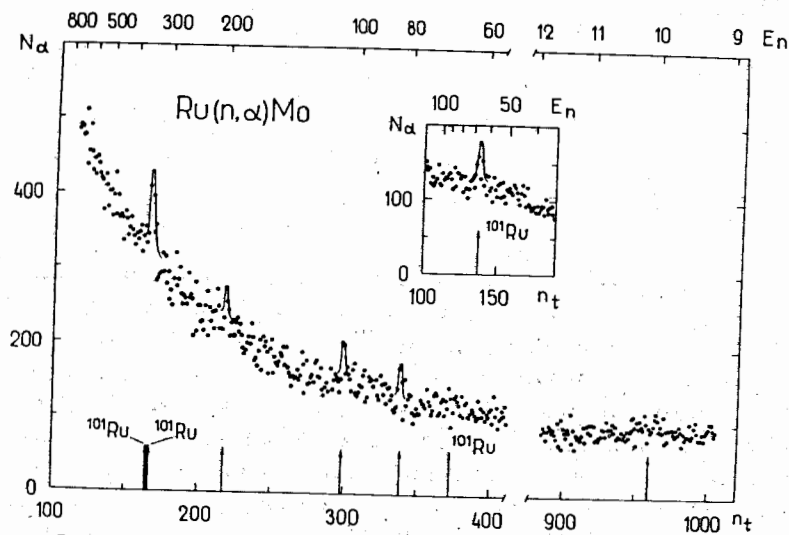


Рис. 3. Выход α -частиц из реакции (n, α) на естественной смеси изотопов Ru в зависимости от времени пролета нейтронов. E_n - энергия нейтронов в эВ. Стрелками без индексов отмечены резонансы, наблюдавшиеся в реакции $^{99}\text{Ru}(n, \alpha)$ /см. рис. 4/. На вставке - часть временного спектра $^{101}\text{Ru}(n, \alpha)$ ^{98}Mo /см. табл. 2/.

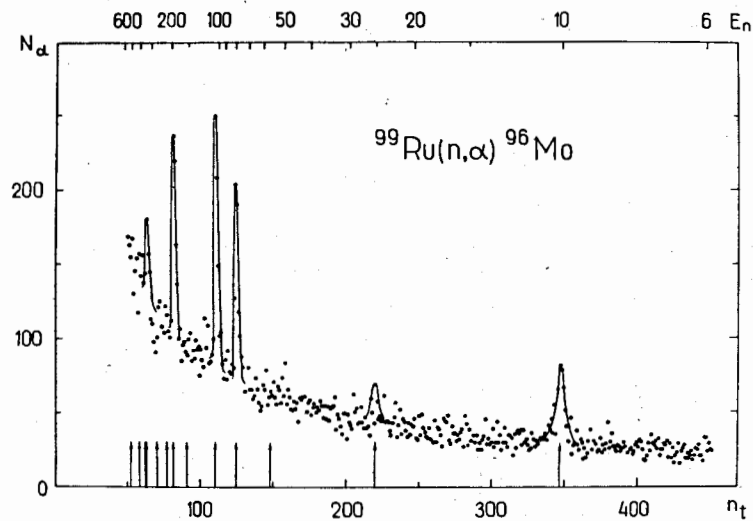


Рис. 4. Выход α -частиц из реакции (n, α) на ^{99}Ru в зависимости от времени пролета нейтронов. E_n - энергия нейтронов в эВ.

По правилам отбора α -переход в основное состояние дочернего ядра $^{64}\text{Ni}(I^\pi = 0^+)$ разрешен только из резонансных состояний со спином 3^- , для резонансов же со спином 2^- α -переход возможен только на возбужденные уровни. Так как у магического ядра ^{64}Ni энергетическая щель между основным и первым возбужденным ($I^\pi = 2^+$) состояниями составляет $1,34$ МэВ, то можно ожидать большого различия в средних значениях $\langle \Gamma_\alpha \rangle$ для резонансов со спинами 3^- и 2^- /см. результаты расчетов по кластерной модели, приведенные в табл. 4, и схему на рис. 6/. Это дает возможность по величине Γ_α судить о вероятном значении спина данного резонанса ^{/15/}. На рис. 7 представлена вероятность иметь спин 3^- в зависимости от величины Γ_α , рассчитанная при средних значениях $\langle \Gamma_\alpha \rangle = 6,7 \cdot 10^{-4}$ и $2,0 \cdot 10^{-6}$ эВ для резонансов со спинами 3^- и 2^- соответственно. Спин резонансов при $E_0 = 750; 1548; 2070; 2476; 3793$ эВ с большой вероятностью ($\eta(3^-) > 95$) равен 3^- . Для проверки такого утверждения проводилось непосредст-

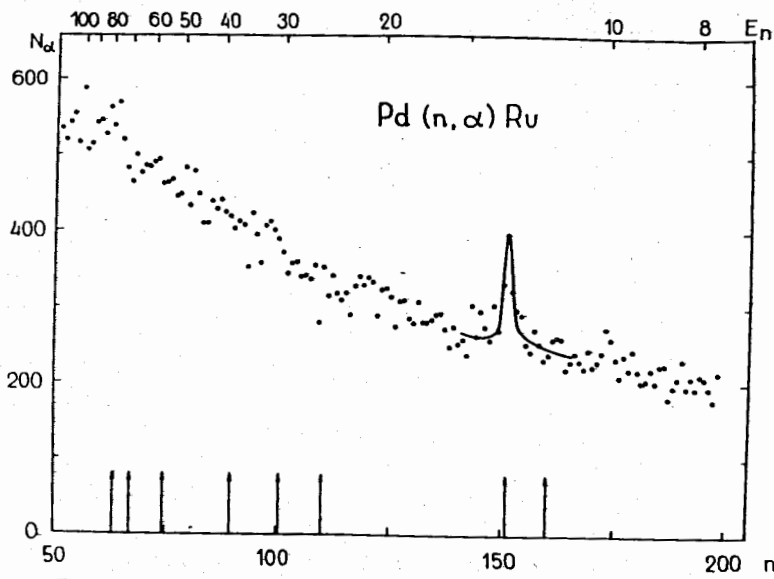


Рис. 5. Выход α -частиц из реакции (n, α) на естественной смеси изотопов Pd в зависимости от времени пролета нейтронов. E_n - энергия нейтронов в эВ. Стрелками отмечены положения известных резонансов ^{105}Pd .

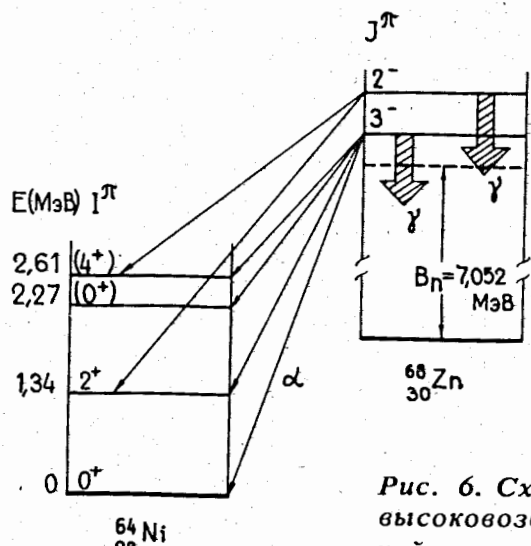


Рис. 6. Схема α -распада высоковозбужденных состояний составного ядра ^{68}Zn .

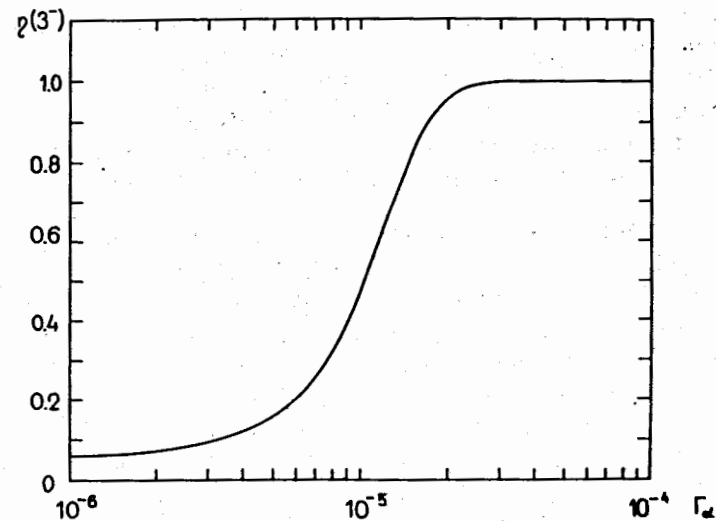


Рис. 7. Вероятность приписать резонансу ^{67}Zn с α -шириной Γ_α значение спина 3^- .

венное измерение двухмерного спектра время-амплитуда с помощью ионизационной камеры и многомерного анализатора ^{/16/}. На временном спектре в амплитудном окне, соответствующем α -переходу в основное состояние дочернего ядра, проявляются пики, что подтверждает заключение о значении спина этих резонансов. Что касается резонансов при $E_0 = 223$ и 448 эВ, то о значении их спина имеются противоречивые данные ^{/13,17/}. Малые значения Γ_α говорят в пользу спина 2^- .

3.3. Молибден-95

Измерены значения полных α -ширин для семи резонансов.

Поскольку у резонанса с $\Gamma_0 = 44,7$ эВ спин 3^+ , то α -распад в основное состояние дочернего ядра ^{92}Zr запрещен. Следовательно, зарегистрированные нами α -частицы обусловлены либо переходами на возбужденные состояния ^{92}Zr , либо двухступенчатой реакцией $(n, \gamma\alpha)$,

или тем и другим одновременно. Это дает возможность получить верхнюю оценку величины Γ_{α} /см. ниже/.

Резонанс с $E_0 = 469,7$ эВ, по данным /13/, предположительно является р-резонансом. Если это так, то это первое наблюдение р-резонанса в реакции (n, α) , и в этом случае спин его должен быть 1^- или 3^- .

В области энергии нейтронов $E_n < 1,5$ кэВ параметры нейтронных резонансов достаточно хорошо известны и выделение отдельных резонансов не представляет большой сложности. Однако при $E_n > 1,5$ кэВ разрешение по энергии нейтронов в наших измерениях становится недостаточным для надежного выделения пиков и возникают трудности при оценке вклада соседних резонансов. Этим объясняется большая экспериментальная ошибка Γ_{α} для резонанса с $E_0 = 1950,5$ эВ. Для области $E_n > 2,15$ кэВ нет данных о параметрах нейтронных резонансов. Поэтому можно только отметить, что и там в отдельных резонансах наблюдается выход α -частиц из реакции (n, α) , а для сильного резонанса, проявившегося в области 2430 эВ, можно привести нижнюю оценку Γ_{α} , которая получена в предположении $\Gamma_n \approx \Gamma$.

3.4. Изотопы рутения

Выполнено несколько измерений как на естественной смеси изотопов рутения, так и на обогащенных изотопах. Несмотря на то, что имеющиеся у нас количества обогащенных изотопов были весьма невелики для такого рода измерений /2,6 г ^{99}Ru и 5 г ^{101}Ru /, получено 9 значений полных α -ширин.

На основе расчетов проникаемостей кулоновского барьера для α -частиц ожидалось, что наиболее благоприятным для наблюдения реакции (n, α) на резонансных нейтронах является изотоп ^{99}Ru . Действительно, эксперимент подтвердил это.

В результате измерений на образце ^{99}Ru получено по три значения Γ_{α} для резонансных состояний со спинами 2^+ и 3^+ , на образце ^{101}Ru - α -ширина резонанса с $E_0 = 66,82$ эВ.

Значения α -ширин, полученные путем измерений на образцах ^{99}Ru и естественного рутения, находятся в хорошем согласии друг с другом, за исключением данных, полученных в области $E_n \approx 340$ эВ /рис. 3 и 4/. Имеется некоторый "избыточный" счет α -частиц в этой области в случае измерения на образце из естественного рутения, объяснить который можно, например, предположив вклад сильного как по нейтронной, так и по α -ширине резонанса другого изотопа рутения. Расчеты проникаемостей показали, что только два изотопа ^{96}Ru и ^{101}Ru могут дать заметный вклад в величину выхода α -частиц из реакции (n, α) . Для резонансов в области $E_n \approx 340$ эВ с учетом наличия там одного резонанса ^{99}Ru и двух ^{101}Ru с благоприятным для α -переходов в основное состояние дочернего ядра спином 2^+ можно получить количественное согласие результатов различных измерений. Для вычисления значений полных α -ширин использовались параметры нейтронных резонансов, приведенные в работах /13, 18-20/, а также временной спектр выхода γ -лучей из реакции (n, γ) , полученный с хорошим разрешением на образце естественного рутения. Последний использовался нами для определения нейтронных ширин резонансов, не приведенных в /13, 18/. Отметим, что интерпретация результатов в области $E_n \approx 340$ эВ осложняется еще из-за искажения потока нейтронов резонансом марганца с $E_0 = 337$ эВ, имеющегося в алюминиевых заглушках вакуумного нейтроновода.

3.5. Палладий

Обнаружен резонанс, соответствующий α -распаду возбужденного состояния ^{106}Pd с энергией на 13,2 эВ выше энергии связи нейтрона, еще для семи резонансов ^{105}Pd сделаны верхние оценки полных α -ширин.

4. Анализ α -ширин нейтронных резонансов

Наши измерения проводились без анализа α -частиц по энергии, поэтому в принципе мы имеем дело с пол-

ными α -ширинами. Полученные значения α -ширин интересно проанализировать как с точки зрения их абсолютных значений /средние ширины/, так и их флюктуаций от резонанса к резонансу.

Приведенные α -ширины /деленные на проницаемость/ оказались в $10^5 - 10^6$ раз /т.е. на величину порядка $D^J/D_{\text{оболоч.}}$ / ниже вигнеровского предела, следовательно, для описания экспериментальных α -ширин следует перейти к другому предельному варианту теории - статистическому. Тогда

$$\langle \Gamma_\alpha \rangle = \frac{D^J}{2\pi} \sum_{i\ell} P_{i\ell} \quad /2/$$

где $P_{i\ell}$ - проницаемость потенциального барьера ядра для α -частиц с орбитальным моментом ℓ ; i - номер уровня дочернего ядра, на который произошел α -распад; D^J - среднее расстояние между резонансами со спином J . При этом расчеты могут производиться как по оптической модели /ОМ/ /21/, так и по кластерной /КМ/ /22/.

Сопоставление теоретических значений с экспериментальными проводится в табл. 4. Флюктуации полных α -ширин должны подчиняться χ^2 -распределению с эффективным числом степеней свободы $\nu_{\text{эфф}}$ /15/:

$$\nu_{\text{эфф}} = \frac{(\sum_{i\ell} P_{i\ell})^2}{\sum_{i\ell} P_{i\ell}^2} \quad /3/$$

т.е. быть довольно большими. Это приводит к большой ошибке величины $\langle \Gamma_\alpha \rangle_{\text{эксп}}$, обусловленной усреднением по малому числу резонансов. Можно отметить, что наличие $\nu_{\text{эфф}} \approx 1$ для большинства исследованных ядер /см. табл. 4/ является следствием большой разницы в энергиях α -распада на основное и первое возбужденное состояние конечных ядер, а значит, и существенного подавления α -переходов в возбужденные состояния за счет проницаемости кулоновского барьера. Таким образом, если $\nu_{\text{эфф}} \approx 1$, мы регистрируем практически одноканальный процесс - α -переход в наинизшее /возмож-

ное согласно правилам отбора по моментам и четности/ состояние, т.е. в этом случае экспериментальные значения полных α -ширин совпадают с парциальными α -ширинами.

Величина $\langle \Gamma_\alpha \rangle_{\text{эксп}}$, полученная усреднением для четырех резонансов ^{95}Mo с $J^\pi = 2^+$, согласуется с результатами первых измерений /7/.

В целом можно отметить хорошее согласие теоретических средних значений α -ширин с полученными в экс-

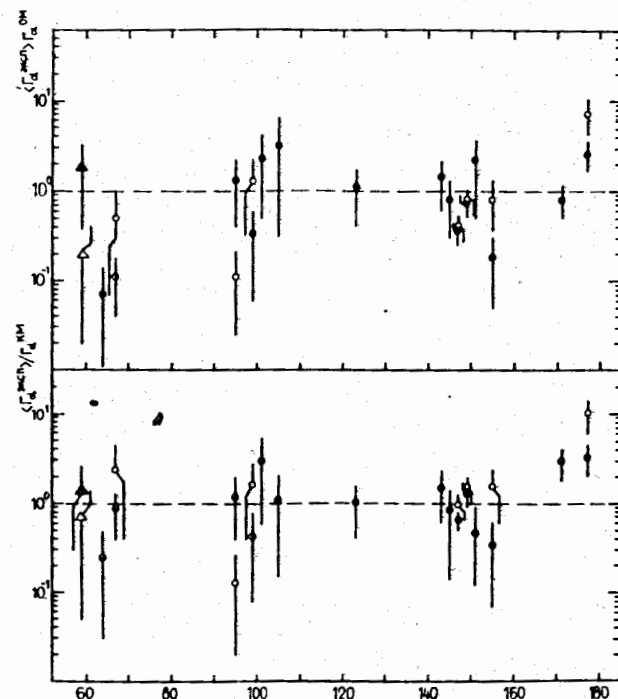


Рис. 8. Отношение экспериментальных средних значений α -ширин к теоретическим: сверху - расчет выполнен по оптической модели, внизу - по кластерной модели. Обозначения: ● - для случая разрешенных в основное состояние дочернего ядра α -переходов; ○ - для случая запрещенных в основное состояние дочернего ядра α -переходов; ▲, △ - то же, по данным /24/. Ядра с $A > 120$ исследованы нами ранее /см., напр., /5,6/.

перименте. Исключением являются на порядок завышенные результаты расчета по оптической модели для случая ^{67}Zn с $J^\pi = 3^-$, хотя в то же время кластерная модель дает совпадающий с экспериментом результат /см. табл. 4/. По-видимому, эксперимент не подтверждает наличия в этой области Λ и E_α оптического максимума в силовой функции α -частиц.

Разногласию в случае резонанса ^{95}Mo с $J^\pi = 3^+$ серьезного значения пока придавать не следует, поскольку здесь "средняя" величина получена по одному резонансу. Согласно теоретических и экспериментальных значений средних α -ширин в широкой области ядер иллюстрируется рис. 8.

В табл. 4 приводятся также первые экспериментальные данные Ок-Риджской национальной лаборатории США /измерения на ^{59}Ni / 24 /, включившейся вслед за ОИЯИ в исследование реакции (n, α) на резонансных нейтронах.

Об экспериментальных закономерностях распределения α -ширин в этой области атомных ядер говорить

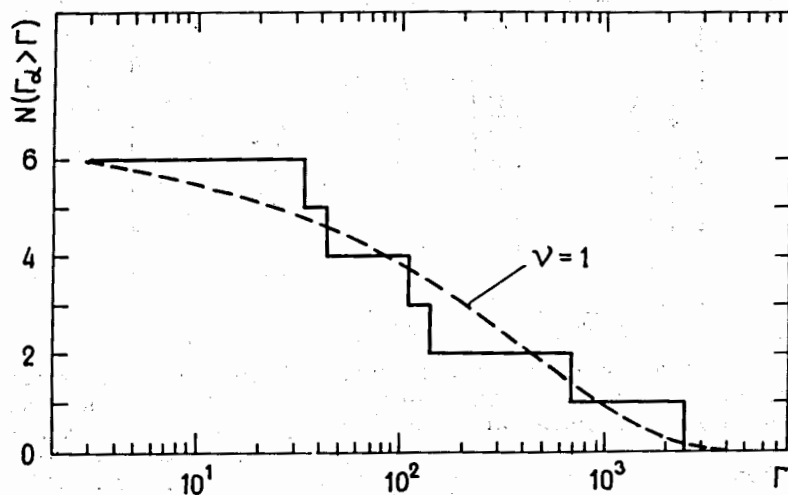


Рис. 9. Экспериментальное /гистограмма/ и теоретическое /кривая/ распределения полных α -ширин ^{67}Zn с $J^\pi = 3^-$.

пока рано, поскольку для каждого из ядер зарегистрировано всего по несколько α -ширин. Однако сравнение распределения α -ширин для ^{67}Zn , для которого исследовано наибольшее число резонансов с предполагаемым по статистической теории распределением Портера-Томаса ($\nu = 1$), приведенное на рис. 9, говорит о том, что эти распределения не противоречат друг другу.

5. Силовые функции мягких γ -переходов

Определенный интерес представляет изучение реакции (n, α) для таких резонансов, где α -распад основного состояния дочернего ядра запрещен законом сохранения четности /например, α -переходы типа $3^+ \rightarrow 0^+$ (^{95}Mo) или $2^- \rightarrow 0^+$ (^{67}Zn) /, а вероятность α -распада в первое возбужденное состояние мала в связи с резким уменьшением энергии α -частицы из-за большой энергетической щели ΔE между основным и первым возбужденным состояниями дочернего ядра /см. рис. 6 для α -распада ^{68}Zn /. В этом случае существенный вклад в экспериментально определяемое значение $\Gamma_a^{\text{эксп}}$ для такого резонанса может давать двухступенчатый процесс $(n, \gamma \alpha)$, когда сначала испускается мягкий γ -квант с $E_\gamma \leq \Delta E$, а затем происходит α -распад с промежуточного состояния на основное состояние дочернего ядра: $\Gamma_a^{\text{эксп}} = \sum_i \Gamma_{\alpha i} + \Gamma_{\gamma \alpha}$. Заметим, что величина $\Gamma_{\gamma \alpha}$ вследствие суммирования по всем возможным промежуточным состояниям должна быть постоянной для резонансов с данным спином /23/.

Для резонанса ^{95}Mo с $J^\pi = 3^+$ и $E_0 = 44,7$ эВ величина $\Gamma_a^{\text{эксп}}$ оказалась меньше теоретической оценки для среднего $\langle \Gamma_a \rangle = \langle \sum_i \Gamma_{\alpha i} \rangle$ /табл. 4/, т.е. здесь $\sum_i \Gamma_{\alpha i}$ мала, и мы можем получить отсюда верхнюю, но в то же время близкую к реальной оценку $\Gamma_{\gamma \alpha}$ /что пока не удавалось сделать для этой области атомных ядер/:

$$\Gamma_{\gamma \alpha} \leq \Gamma_a^{\text{эксп}} \quad /4/$$

Величины $\Gamma_{\gamma \alpha}$ являются одним из основных "поставщиков" информации о вероятностях γ -переходов между компаунд-состояниями ядер, поэтому представля-

ет интерес получить и верхнюю оценку силовой функции мягких γ -переходов между сложными состояниями ядер:

$$S_{\gamma} = \frac{2\pi}{D} \frac{\Gamma_{\gamma}(B_n)}{A_{\gamma\alpha}} \Gamma_{\gamma\alpha} \leq \frac{2\pi}{D} \frac{\Gamma_{\gamma}(B_n)}{A_{\gamma\alpha}} \Gamma_{\alpha}, \quad /5/$$

где $A_{\gamma\alpha}$ - площадь под теоретической кривой α -спектра в реакции $(n, \gamma\alpha)$. Расчеты $A_{\gamma\alpha}$ сделаны с использованием проницаемостей для α -частиц согласно кластерной модели. Для энергетической зависимости первичных мягких γ -переходов мультипольностей E1 и M1, как и для случая $^{143}\text{Nd}/^{23}\text{Nd}$, использовались формулы типа $\langle I_{\gamma} \rangle \sim E_{\gamma}^{-3}$.

Значения силовой функции мягких γ -переходов, рассчитанные по формуле /5/ в предположении, что все γ -переходы имеют только мультипольность E1 или M1, для резонансов 44,7 эВ ^{95}Mo и 223 эВ ^{67}Zn приведены в табл. 5.

Согласно статистической теории силовая функция S_{γ} должна слабо зависеть от массового числа. Наши экспериментальные оценки в сравнении с данными для ^{143}Nd /см. табл. 5/ не противоречат этому выводу. Однако интересно отметить, что дальнейшее уточнение величины S_{γ} для ^{95}Mo /в случае M1-переходов/ может оказаться критическим для проверки справедливости статистической теории.

6. Заключение

1. Проведенные исследования реакции (n, α) на резонансных нейтронах для ядер в области $60 \leq A \leq 106$ установили наличие α -распада высоковозбужденных состояний в этой области сферических ядер.

2. Средние значения экспериментальных α -ширин для всех 7 изотопов удовлетворительно совпадают с рассчитанными по кластерной модели α -распада величинами /22/. В то же время можно отметить, что расчеты по оптической модели, параметры которой подбирались

для описания α -ширин в области ядер с $A \sim 150$ /21/, дают удовлетворительные результаты в районе минимума силовой функции и, видимо, не всегда точно предсказывают положение максимумов силовой функции.

3. Распределение приведенных α -ширин отдельных резонансов для ядра-мишени ^{67}Zn , для которого зарегистрировано наибольшее число резонансов, оказалось близким /учитывая малое число резонансов/ к распределению Портера-Томаса.

4. Таким образом, проведенные исследования показали, что и в новой области атомных ядер для описания общих закономерностей реакции (n, α) на резонансных нейтронах, а другими словами, α -распада состояний с энергией возбуждения, равной энергии связи последнего нейтрона, в первом приближении можно пользоваться статистической теорией.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Л.Б.Пикельнеру и сотрудникам его группы за проведение измерения реакции (n, γ) на естественной смеси изотопов рутения, В.А.Втюрину за помощь при проведении многомерного анализа ^{67}Zn , В.И.Фурману за полезные дискуссии и предоставление программы для расчета проницаемостей по кластерной модели и Т.С.Зваровой за изготовление мишеней.

Авторы благодарны сотрудникам Изотопного фонда СССР за предоставление разделенных изотопов, без которых настоящая работа не могла быть выполнена.

Таблица 1

ИЗОТОПНЫЙ СОСТАВ МИШЕНЕЙ

Обогащенный изотоп		Изотопный состав, А									
ЦИНК-64	A	64	66	67	68	70.					
	%	99,3	0,44	0,04	0,22	< 0,03					
ЦИНК-67	A	64	66	67	68	70					
	%	2,31	3,23	87,9	6,52	0,04					
МОЛИБДЕН-95	A	92	94	95	96	97	98	100			
	%	0,34	0,56	95,5	2,09	0,52	0,74	0,25			
РУТЕНИЙ-99	A	96	98	99	100	101	102	104			
	%	< 0,1	0,1	94,6	3,2	1,1	0,8	0,2			
РУТЕНИЙ-101	A	96	98	99	100	101	102	104			
	%	< 0,1	< 0,1	0,2	0,5	93,5	5,7	0,5			

Таблица 2

УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Ядро - мишень	Вид соединения	толщина слоя	количество слоев	полная площадь мишеней, см ²	временное разрешение, нс/м	время измерения, час.	средняя мощность реактора, кВт
ЦИНК-64	ZnO	1,88	4	3600	45	230	10
ЦИНК-67	ZnO	3,75	2	1800	45	170	10
		5,38	4	3600	17	60	10
МОЛИБДЕН-95	MoO ₃	2,70	8	7200	35	270	3,5
		2,20	1	900	45	190	10
РУТЕНИЙ-99	металл	2,20	2	1800	45	90	5
		4,55	4	3600	45	80	10
РУТЕНИЙ-101	металл	2,20	2	1800	120	60	10
		4,55	4	3600	45	190	10
РУТЕНИЙ естествен.	металл	12,1	4	1800	120	180	6

Таблица 3

ЗНАЧЕНИЯ ПОЛНЫХ α -ШИРИН

^{64}Zn	^{67}Zn	^{95}Mo	^{99}Ru	^{101}Ru	^{105}Pd
$E_0, \text{эВ}$, J , Γ , $\times 10^6$, эВ , $ E_0, \text{эВ} $, J , Γ , $\times 10^6$, эВ , $ E_0, \text{эВ} $, J , Γ , $\times 10^6$, эВ	$E_0, \text{эВ}$, J , Γ , $\times 10^6$, эВ , $ E_0, \text{эВ} $, J , Γ , $\times 10^6$, эВ , $ E_0, \text{эВ} $, J , Γ , $\times 10^6$, эВ	$E_0, \text{эВ}$, J , Γ , $\times 10^6$, эВ , $ E_0, \text{эВ} $, J , Γ , $\times 10^6$, эВ , $ E_0, \text{эВ} $, J , Γ , $\times 10^6$, эВ	$E_0, \text{эВ}$, J , Γ , $\times 10^6$, эВ , $ E_0, \text{эВ} $, J , Γ , $\times 10^6$, эВ , $ E_0, \text{эВ} $, J , Γ , $\times 10^6$, эВ	$E_0, \text{эВ}$, J , Γ , $\times 10^6$, эВ , $ E_0, \text{эВ} $, J , Γ , $\times 10^6$, эВ , $ E_0, \text{эВ} $, J , Γ , $\times 10^6$, эВ	$E_0, \text{эВ}$, J , Γ , $\times 10^6$, эВ , $ E_0, \text{эВ} $, J , Γ , $\times 10^6$, эВ , $ E_0, \text{эВ} $, J , Γ , $\times 10^6$, эВ
281,8 I/2 I2±5	223 (2) 6,0±0,8	44,7 3 0,025±0,01	10,05 3 0,18±0,06	66,82 2 0,3±0,1	11,8 3 ± 0,33
2637 I/2 ± 20	448 (2) 5,0±2,5	469,7 (l=1) I2±5	25,22 3 0,07±0,03	336,8 2 (0,08) ⁴⁾	13,2 2 0,10±0,02
	750 (3) 44±9	554,4 2 5,3±2,0	57,11 3 ± 0,3	346,2 2	25,3 3 ± 0,07
	1548 (3) 680±300	898,4 2 16±5	81,62 2 5,8±1,3		30,2 2 ± 0,8
	(1780) (3) 34±11	980,7 2 46±17	104,09 3 0,94±0,13		38,4 3 ± 0,91
	2070 (3) 137±30	1144,6 2 38±15	198,86 2 5±3		55,7 3 ± 0,08
	2246 - ± 60	1950,6 - 23±14	342,17 2 (2,4)		68,9 3 ± 0,16
	2476 (3) 110±30	(2430) - ± 30			78,5 2 ± 0,10
	3793 (3) 2470±100				

⁴⁾ Приведено среднее значение

Таблица 4

Средние значения полных α -ширин

Ядро - изотоп	J^π	Число ре-зонансов	$\langle \Gamma_\alpha \rangle$, эксп	$\langle \Gamma_\alpha \rangle$, мкэВ	$\langle \Gamma_\alpha \rangle$, ом	$\langle \Gamma_\alpha \rangle$, мкэВ	$\langle \Gamma_\alpha \rangle$, юм	$\langle \Gamma_\alpha \rangle$, мкэВ	$\Delta_{\text{эфф}}$	$E_{\text{ср}}$, МэВ
^{59}Ni	1 ⁻	3	(250±210)10 ³	2)	140·10 ³	170·10 ³	1,0	4,76	1,0	4,76
	2 ⁻	1	(1600)	2)	8100	2200	1,3		1,3	
^{64}Zn	I/2 ⁺	1	(12)		180	48	1,6	3,63	1,6	3,63
	2 ⁻	2	5,5±4,7		11	2	1,4		1,4	
^{67}Zn	3 ⁻	6	580±340		5040	670	1,0	4,59	1,0	4,59
	2 ⁺	4	26±18		22	21	1,1	6,12	1,1	6,12
^{95}Mo	3 ⁺	1	(0,025)		0,25	0,19	1,4		1,4	
	2 ⁺	3	4,4±3,6		14	10	1,2	6,55	1,2	6,55
^{99}Ru	3 ⁺	3	0,4±0,3		0,33	0,25	1,4		1,4	
	2 ⁺	3	0,15±0,12		0,07	0,05	1,0	5,57	1,0	5,57
^{101}Ru	2 ⁺	1	(0,1)		0,03	0,09	1,7	6,13	1,7	6,13

2) по данным /24/

Таблица 5

Значение силовых функций мягких γ -переходов

Компунд-ядро	J^π	E_0 , эВ	$\Gamma_{\gamma} \times 10^6$, эВ ³	$S_{\gamma}(E1) \times 10^9$	$S_{\gamma}(M1) \times 10^9$
⁹⁶ Mo	3 ⁺	44,7	$\leq 0,045$	≤ 90	≤ 40
⁶⁸ Zn	2 ⁻	223	$\leq 7,6$	≤ 180	≤ 80
¹⁴⁴ Nd [23]	4 ⁻	55,4	$0,11 \pm 0,08$	≤ 50	≈ 30
	3 ⁻	-6	$0,18 \pm 0,05$	≤ 30	≈ 25

3) Верхние оценки Γ_{γ} даются здесь с учетом удвоенной статистической ошибки, т.е. с достоверностью 95%.

Литература

1. Попов Ю.П. ЭЧАЯ, 1972, 2, 925.
2. Kvitek J., Popov Yu.P. Nucl.Phys., 1970, A154, 177.
3. Popov Yu.P., Przytula M., Rumi R.F., Stempinski M., Frontasyeva M. Nucl.Phys., 1972, A188, 212.
4. Винивартер П., Недведюк К., Попов Ю.П., Руми Р.Ф., Салацкий В.И., Тишин В.Г., Фурман В.И. ЯФ, 1974, 20, 3.
5. Balabanov N.P., Gledenov Yu.M., Pak Hong Chol, Popov Yu.P., Semenov V.G. Nucl.Phys., 1976, A261, 35.
6. Балабанов Н.П., Гледенов Ю.М., Ким Тхе Себ, Попов Ю.П., Семенов В.Г., Флорек М. ОИЯИ, РЗ-7376, Дубна, 1973.
7. Попов Ю.П., Флорек М. ЯФ, 1969, 9, 1163.
8. Попов Ю.П., Семенов В.Г., Флорек М. ОИЯИ, РЗ-5875, Дубна, 1971.
9. Балабанов Н.П., Гледенов Ю.М., Попов Ю.П., М.Флорек, Фурман В.И.. В сб. Нейтронная физика, т. 3, стр. 126, Обнинск, 1974.
10. Балабанов Н.П., Гледенов Ю.М., Пак Хон Чер, Попов Ю.П., Семенов В.Г. ОИЯИ, РЗ-8653, Дубна, 1975.
11. Антонов А., Балабанов Н., Гледенов Ю.М., Пак Хон Чер, Попов Ю.П. ОИЯИ, РЗ-9815, Дубна, 1976.

12. Балабанов Н.П., Попов Ю.П., Родионов К.Г., Семенов В.Г. ОИЯИ, РЗ-6602, Дубна, 1972.
13. Neutron Cross-Sections, BNL-325, v.1, 3-rd ed., 1973.
14. Вторин В.А., Недведюк К., Попов Ю.П., Салацкий В.И. ЯФ, 1976, 23, 1165.
15. Попов Ю.П., Руми Р.Ф., Пшитула М., Стэмпински М. Acta Physica Polonica, 1973, B4, 275.
16. Попов Ю.П., Пшитула М., Родионов К.Г., Руми Р.Ф., Стэмпински М., Фурман В.И., ЯФ, 1971, 13, 913.
17. Ким Хи Сан, Пикельнер Л.Б., Сиражет Х., Шаронов Э.И. ЖЭТФ, 1965, 49, 410.
18. Von Priesmeyer H.G., Jung H.H. Atomkernenergie, 1972, 19, 111.
19. Coceva C., Corvi F., Giacobbe P., Carnado G. Nucl.Phys., 1968, A117, 586.
20. Kim Hi San, Pikelner L.B., Sharapov F.I., Sirazhet Kh. Proc. Conf. on the Study of Nuclear Structure with Neutrons, Antwerp, 1965.
21. Фурман В.И., Попов Ю.П. В сб. Нейтронная физика, /Материалы Всесоюзного совещания по нейтронной физике, Киев, 1971/, ч. 1, стр. 159, "Наукова думка", Киев, 1972.
22. Кадменский С.Г., Фурман В.И. ЭЧАЯ, 1975, 6, 469.
23. Popov Yu.P. In: Neutron Capture Gamma Ray Spectroscopy, p.379, RCN, Petten, Netherlands, 1975; Попов Ю.П. ОИЯИ, РЗ-8140, Дубна, 1974.
24. Harvey J.A. Invited Paper, International Conference on the Interactions of Neutrons with Nuclei, July 6-9, 1976, Lowell USA.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 января 1977 года.