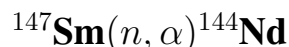


УДК 539.125.5 + 539.172.4

УДИВИТЕЛЬНЫЕ РЕЗОНАНСЫ В РЕАКЦИИ*Ю. П. Попов^а, Ю. М. Гледенов^а, Ю. Анджеевский^б*^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна^б Университет Лодзи, Польша

Последние измерения реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ в ORNL обнаружили резонансы с удивительными свойствами с точки зрения статистической теории. Превышение средних α -ширин для резонансов со спинами 4^- (где наиболее интенсивные α -переходы в основное состояние запрещены законом сохранения пространственной четности) по сравнению с резонансами со спинами 3^- для энергий нейтронов E больше 300 эВ может указывать на нарушение пространственной четности. Обсуждаемые в работе другие процессы не позволяют объяснить этот эффект. Требуются новые исследования этой реакции, включая амплитудный анализ спектров α -частиц в удивительных (аномальных) резонансах.

Recent investigations of the $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ reaction performed at the ORNL revealed very surprising, from the statistical theory standpoint, properties of several neutron resonances. The excess of average α -particle widths for resonances with spin 4^- (where more intensive α -transitions to the ground state are forbidden by parity conservation law) over those for resonances with spin 3^- for $E > 300$ eV can be indicative of parity violation in this reaction. Other processes discussed in the paper are not able to explain this effect. New investigations of this reaction are needed, including amplitude analysis of α -particle spectra for surprising (anomalous) resonances.

В свое время, анализируя соотношение *порядка* и *хаоса* в нейтронных резонансах (НР), В. Г. Соловьев [1] пришел к выводу, что хаотичность в НР (другими словами — возможность описать свойства НР статистической теорией) должна усиливаться по мере усиления роли многочастичных компонент в волновой функции НР. Тем более удивительно, что с аномальными (нестатистическими) НР мы столкнулись в исследованиях реакции с участием α -частиц, чьи свойства определяются именно многочастичными компонентами волновой функции НР. К сожалению, эта реакция изучена пока слабо из-за крайне малых сечений, обусловленных подавлением вылета α -частиц из ядра за счет кулоновского барьера (см. обзор [2]).

В то же время уже первые измерения НР в реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ [3] показали наличие резонанса при $E_0 = 184$ эВ с аномально большой α -шириной, существенно превышавшей среднее значение, что искажало распределение α -ширин и вдвое поднимало среднее значение α -ширины (за 3σ) в интервале 100–200 эВ по сравнению со значениями средних по 100 эВ (порядка 15 НР на каждый интервал) для других интервалов. Кроме того, был отмечен рост средних значений α -ширин с ростом энергии нейтронов (рис. 1) [4], что тоже противоречит статистической теории.

Если резонанс 184 эВ «исключен» из рассмотрения, то и распределения α -ширин и поведение усредненных по НР значений хорошо удовлетворяют статистическим закономерностям (в частности, на рис. 2 ордината точки в интервале 100–200 эВ, обозначенная

светлым кружком, уменьшается вдвое). Можно отметить также, что резонанс $E_0 = 184$ эВ имеет специфический спектр α -частиц, состоящий практически из α -перехода в основное

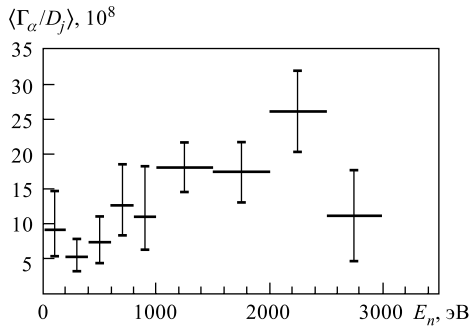


Рис. 1. Зависимость α -частичной силовой функции S_α в НР ядра ^{147}Sm от энергии нейтронов для различных энергетических интервалов по 200–500 эВ (усреднение по 30–100 резонансам соответственно) [4]

состояние ядра-продукта реакции (см. рис. 3, а). Кроме того, анализ экспериментальных данных [4] (см. рис. 1) указал на возможность специфической зависимости α -частичной силовой функции $S_\alpha = \langle \Gamma_\alpha \rangle / P_\alpha D$ от энергии нейтронов, что также находится в противоречии со статистической теорией, согласно которой она должна быть постоянной. Здесь P_α — проникаемость ядерного барьера для α -частицы, однако поскольку величина P_α практически постоянна во всем диапазоне изменений энергий нейтронов (порядка нескольких десятков кэВ при энергии α -частиц порядка 10 МэВ), при анализе постоянства величины S_α изменением множителя P_α можно пренебречь.

На увеличение S_α с энергией нейтронов указывают и результаты анализа недавних измерений в ORNL (Ок-Ридж) [5]. При попытке описать зависимость $S_\alpha(E) \sim E$, $\chi^2 = 1,2$, а если предположить, что $S_\alpha(E) = \text{const}$, то $\chi^2 = 2,1$ для НР до 700 эВ (см. рис. 2 из работы [6]).

Для большего энергетического интервала (порядка нескольких кэВ) этот эффект может быть подробнее исследован на нейтронном спектрометре ИРЕН или на нейтронном спектрометре в ЦЕРН путем измерения средних сечений реакции (n, α) на

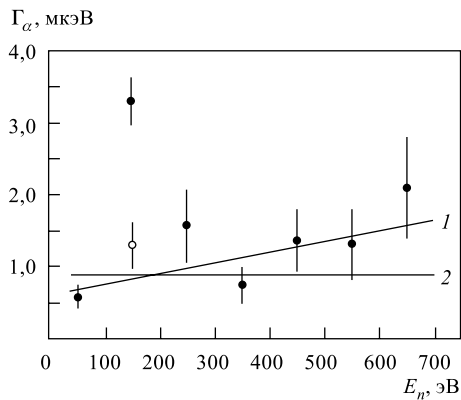


Рис. 2. Результат усреднения α -ширин для всех наблюдаемых резонансов в интервалах по 100 эВ [6]

этом ядре. Этот интервал особенно интересен, поскольку расчеты теоретиков группы В. Г. Соловьева в рамках квазичастично-фононной модели оценивают расстояние между четырехквартичными «оболочками» для области редких земель величиной порядка нескольких кэВ (может быть, это и видно на рис. 1).

Очень удивительные, правда, предварительные результаты приводятся в [7]. Согласно рис. 4 (рис. 4, 5 работы [7]) среднее по НР значение α -ширины для резонансов со спином $J^\pi = 3^-$ для энергий нейтронов выше 300 эВ уменьшается в 3 раза и оказывается в два раза меньше, чем среднее значение для резонансов со спином $J^\pi = 4^-$ (точки на рис. 4).

Если это действительно так, то это означает, что при энергиях нейтронов выше 300 эВ имеет место нарушение пространственной четности в α -распаде нейтронных резонансов. Причем эффект должен быть порядка единицы (!).

этом ядре. Этот интервал особенно интересен, поскольку расчеты теоретиков группы В. Г. Соловьева в рамках квазичастично-фононной модели оценивают расстояние между четырехквартичными «оболочками» для области редких земель величиной порядка нескольких кэВ (может быть, это и видно на рис. 1).

Очень удивительные, правда, предварительные результаты приводятся в [7]. Согласно рис. 4 (рис. 4, 5 работы [7]) среднее по НР значение α -ширины для резонансов со спином $J^\pi = 3^-$ для энергий нейтронов выше 300 эВ уменьшается в 3 раза и оказывается в два раза меньше, чем среднее значение для резонансов со спином $J^\pi = 4^-$ (точки на рис. 4).

Если это действительно так, то это означает, что при энергиях нейтронов выше 300 эВ имеет место нарушение пространственной четности в α -распаде нейтронных резонансов. Причем эффект должен быть порядка единицы (!).

этом ядре. Этот интервал особенно интересен, поскольку расчеты теоретиков группы В. Г. Соловьева в рамках квазичастично-фононной модели оценивают расстояние между четырехквартичными «оболочками» для области редких земель величиной порядка нескольких кэВ (может быть, это и видно на рис. 1).

Очень удивительные, правда, предварительные результаты приводятся в [7]. Согласно рис. 4 (рис. 4, 5 работы [7]) среднее по НР значение α -ширины для резонансов со спином $J^\pi = 3^-$ для энергий нейтронов выше 300 эВ уменьшается в 3 раза и оказывается в два раза меньше, чем среднее значение для резонансов со спином $J^\pi = 4^-$ (точки на рис. 4).

Если это действительно так, то это означает, что при энергиях нейтронов выше 300 эВ имеет место нарушение пространственной четности в α -распаде нейтронных резонансов. Причем эффект должен быть порядка единицы (!).

этом ядре. Этот интервал особенно интересен, поскольку расчеты теоретиков группы В. Г. Соловьева в рамках квазичастично-фононной модели оценивают расстояние между четырехквартичными «оболочками» для области редких земель величиной порядка нескольких кэВ (может быть, это и видно на рис. 1).

Скорее всего, здесь имеет место ошибка в спиновой идентификации [8] ряда нейтронных резонансов с большими значениями α -ширин при энергиях выше 300 эВ.

Интересно, какие физические факторы, кроме нарушения пространственной четности в α -распаде нейтронных резонансов, могут привести к «выравниванию» значений α -ширин для резонансов с разными спинами (если для одного из них запрещен наиболее интенсивный α -переход в основное состояние ядра-продукта (см. рис. 3)). Мы рассмотрим ниже два процесса, ослабляющие разницу в α -ширинах:

1. В некоторой мере запрет по четности для α -распада резонансов со спином 4^- может быть преодолен за счет предварительного испускания мягкого γ -кванта мультипольности $M1$ [реакция $(n, \gamma\alpha)$] (подробнее см. [9]). Однако эта добавка мала (экспериментально измеренный вклад этой двухступенчатой реакции в резонансе ^{143}Nd составил всего около одного процента), а кроме того, эта реакция должна давать такую же добавку в величину Γ_α для резонансов со спином 3^- , поскольку вероятности испускания таких γ -квантов (компаунд-компаунд γ -переходы) мультипольностей $M1$ и $E1$ одинаковы [9].

2. В лекции Ю. П. Попова на III Школе по теории ядра и физике высоких энергий ЛИЯФ [10] обсуждался еще один механизм, который в принципе может приводить к «выравниванию» значений α -ширин для резонансов с разными спинами. Это может быть связано с возможным увеличением приведенных α -ширин для переходов на состояния дочернего ядра, лежащие выше энергии спаривания нейтронов в ядре, на возможность чего, видимо, указывают экспериментальные данные [11] (см. табл. 2 в работе [10]). Эти данные показывают, что средняя приведенная α -ширина для 5 переходов на состояния конечного ядра с $E < 1400$ кэВ = 0,93 эВ, в то время как для 5 переходов на состояния с энергией $E > 1400$ кэВ эта величина составляет 2,3 эВ. Однако этот эффект должен слабо влиять на значение полной α -ширины, поскольку он подавлен на 2–3 порядка за счет уменьшения проникаемости кулоновского барьера при уменьшении энергии α -частиц на 1,5–2 МэВ.

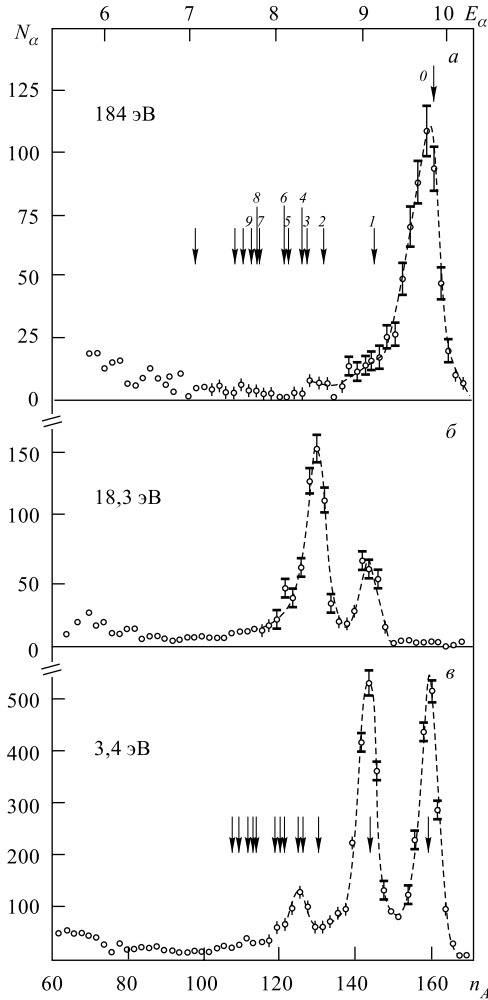


Рис. 3. Спектры α -частиц в НР при энергиях нейтронов: а) 184 эВ ($J^\pi = 3^-$) (аномальный резонанс); б) 18,3 эВ ($J^\pi = 4^-$); в) 3,4 эВ ($J^\pi = 3^-$)

В дополнение к резонансу $E_0 = 184$ эВ в работе [5] обнаружено еще несколько НР с аномально большими α -ширинами. И только исключение их позволяет получить рас-

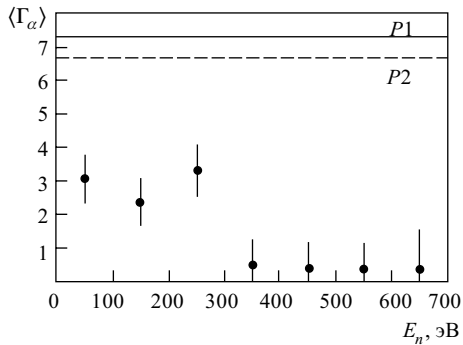


Рис. 4. Отношение усредненных по интервалам 100 эВ α -ширин НР с разными спинами ($J^\pi = 3^-$ к 4^- резонансов) для ^{147}Sm (рис. 5 из работы [7])

связи с этим представляет интерес рассмотреть распределение аномальных α -ширин и вычислить отдельно их средние значения.

Мы попробовали проанализировать распределение «аномальных» α -ширин НР. Однако, не имея пока других признаков аномальности, кроме самих значений α -ширины (спектр α -частиц известен только для резонанса 184 эВ), мы использовали следующие два принципа отбора:

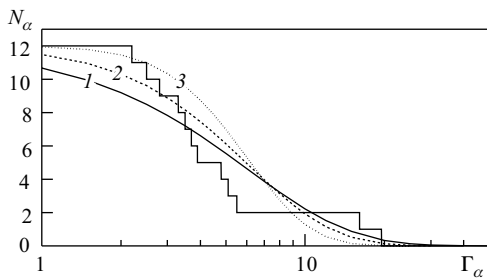


Рис. 5. Распределение α -ширин для «аномальных НР» (с α -ширинами, большими 2 мкэВ). Плавные кривые — расчеты по статистической теории в предположении числа степеней свободы $\nu_{\text{эф}} = 1$ (кривая 1); 1,8 (кривая 2) и 2,5 (кривая 3)

обычных резонансов эта величина на порядок меньше, $D^0 = 5,7$ эВ. В то же время средние значения аномальных α -ширин $\langle \Gamma_\alpha \rangle^a = 63$ мкэВ, а обычных $\langle \Gamma_\alpha \rangle^0 = 1,3$ мкэВ. Интересно, что, если рассмотреть эти две системы резонансов отдельно, как самостоятельные, тогда их α -частичные «силовые функции» будут отличаться не очень существенно: $\langle \Gamma_\alpha \rangle^a / D^a = 1,0$ и $\langle \Gamma_\alpha \rangle^0 / D^0 = 0,22$.

пределения α -ширин, хорошо описываемые статистической теорией. Возможно, именно эти резонансы и приводят к росту S_α с энергией нейтронов (см. рис. 2 и 3).

Создается впечатление, что в реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ участвуют НР двух типов. В наших старых измерениях, проведенных на нейтронном спектрометре «Факел» ИАЭ им. И. В. Курчатова [4] удалось охватить область энергий нейтронов до порядка 1 кэВ. Однако из-за слабой светосилы этого спектрометра для нейтронов с энергией выше 300 эВ мы могли регистрировать только резонансы с определенным порогом по величине, выражающейся произведением нейтронной ширины и α -ширины данного резонанса, т. е. преимущественно отбирались резонансы второго типа. В

связи с этим представляет интерес рассмотреть распределение аномальных α -ширин и вычислить отдельно их средние значения.

1. Можно отбирать «аномальные» резонансы по их α -ширине (мы довольно произвольно отнесли к ним НР с $\Gamma_\alpha > 2$ мкэВ). Поэтому распределение α -ширин, представленное на рис. 5, оказалось «обрезанным» со стороны малых ширин и не может реально отражать свойства аномальных α -ширин. В случае, если природа этих резонансов была бы одинаковой, их распределение должно было бы описываться распределением Портера–Томаса ($\nu = 1$), но это оказалось не так (рис. 5). Всего на интервале 100–700 эВ таких резонансов отмечено 12, т. е. среднее расстояние между ними составляет $D^a = 58$ эВ, в то время как для

2. Можно в качестве «аномальных» рассматривать те НР, которые Пол Келер [7] вынужден был «отбрасывать», чтобы получить удовлетворительное описание распределения полных α -ширин статистической теорией (см. рис. 3 в [7]). В этом случае «аномальных» резонансов будет только 4, следовательно, $D^a = 175$ эВ, $\langle \Gamma_\alpha \rangle^a = 12,4$ мкэВ. Тогда $\langle \Gamma_\alpha \rangle^a / D^a = 0,07$ по сравнению с $\langle \Gamma_\alpha \rangle^0 / D^0 = 0,22$. И в этом случае α -частичные «силовые функции» с учетом усреднения только по 4 резонансам не будут существенно отличаться друг от друга. Их распределение представлено на рис. 6. К сожалению, распределение α -ширин для 4 «аномальных» резонансов плохо описывается распределением Портера–Томаса ($\nu = 1$, кривая 1), что также не может указывать на «одинаковость» природы этих резонансов. Для сравнения на рис. 7 мы приводим распределение α_0 -ширин для этой реакции в случае резонансов со спином $J = 3^-$ (пунктир — при исключении «аномального» резонанса $E = 184$ эВ). Таким образом, невозможность описать распределение α -ширин «аномальных» НР распределением Портера–Томаса не дает нам основания предположить, что их аномальность связана в основном с общим для всех этих резонансов конкретным свойством.

Какова же природа аномальных НР в реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$, пока не ясно. К сожалению, в настоящее время объем экспериментальной информации еще слишком мал, чтобы можно было сказать что-то более определенное о природе резонансов с аномальными α -ширинами. И это оставляет пока простор для «научной фантазии».

Еще одно явление, которое может указать наше чисто статистическое рассмотрение результатов [7], такое: например, составное ядро ^{148}Sm можно представить как высоковозбужденное состояние магического ядра $^{140}\text{Ce} +$ две α -частицы или $+ \text{ядро } ^8\text{Be}$. При этом нельзя исключить, что параллельно с реакцией (n, α) может идти реакция $^{147}\text{Sm}(n, ^8\text{Be})^{140}\text{Ce}$, причем в резонансах со спином 3^- энергия вылетающего ядра ^8Be может достигать 12 МэВ. К сожалению, трудно рассчитать проницаемость ядерного барьера для такой сложной и слабо связанной частицы, как ядро ^8Be , чтобы теоретически оценить сечение реакции $(n, ^8\text{Be})$.

В связи с этими соображениями весьма полезно было бы провести для аномальных резонансов амплитудный анализ вылетающих частиц. Однако это можно будет осуществить лишь на светосильных нейтронных спектрометрах с достаточно хорошим энергетическим разрешением.

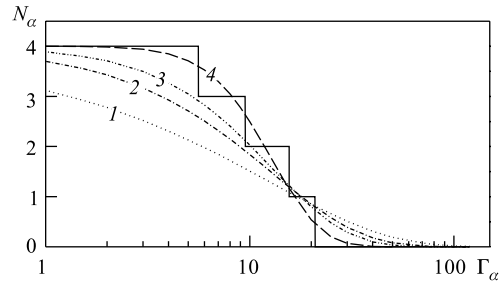


Рис. 6. Распределение α -ширин для четырех «аномальных» НР, выделенных в [7]: 1 — $\nu = 1$; 2 — $\nu = 2$; 3 — $\nu = 3$; 4 — $\nu = 8$

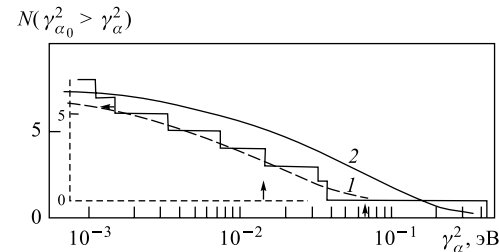


Рис. 7. Интегральное распределение парциальных α -ширин из [3]: 1 — $\nu = 1$; $\langle \gamma_{\alpha 0}^2 \rangle = 0,014$; 2 — $\nu = 1$; $\langle \gamma_{\alpha 0}^2 \rangle = 0,0675$

Тем не менее, совершенно ясно, что более широкое исследование НР в реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$, в частности измерение парциальных усредненных сечений в области энергий нейтронов до порядка 10 кэВ и спектров α -частиц (а может, и поискать выход ядер Be^8) в НР, способно дать уникальные для ядерной физики результаты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Soloviev V. G.* // Nucl. Phys. A. 1993. V. 554. P. 77.
2. *Balabanov N. P. et al.* // Sov. J. Part. Nucl. 1990. V. 21. P. 131.
3. *Popov Yu. P. et al.* // Nucl. Phys. A. 1972. V. 188. P. 212.
4. *Antonov A. et al.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1984. V. 39. P. 794.
5. *Gledenov Yu. M. et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 04280.
6. *Koehler P. E. et al.* $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)$ Cross Section Measurements from 3 to 500 keV: Resonance Neutrons // Proc. of Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Oct. 7–12, 2001. V. 1. P. 358–361.
7. *Koehler P. E. et al.* Resonance Analysis of $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)$ Cross Sections: Comparison to Statistical Model Calculations and Indications of Non-Statistical Effects // Submitted to «Phys. Rev. C». 2003.
8. *Sukhoruchkin S. I., Soroko Z. N., Deriglazov M. M.* Landolt–Bornstein // New Series. Tables of Neutron Resonances Parameters. Berlin, 1998. V. 18/B.
9. *Попов Ю. П.* // ЭЧАЯ. 1982. Т. 13. С. 483.
10. *Попов Ю. П.* // Материалы Третьей зимней шк. по теории ядра и физике высоких энергий. Л., 1968. Ч. II. С. 127.
11. *Oakey N. S., Macfarlane R. D.* // Phys. Lett. B. 1967. V. 24. P. 142.

Получено 8 октября 2003 г.