сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р3-81-144

Ю.Анджеевски, Ф.Бечварж, Во Ким Тхань,
В.А.Втюрин, Ю.П.Попов

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВЫХОДА α-ЧАСТИЦ ИЗ РЕАКЦИИ (n,α) НА РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНАХ

1981

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время при исследовании реакции (n, α) на резонансных нейтронах в широком интервале энергии удалось измерить усредненные по резонансам спектры α-распада компаунд-ядер на различные конечные состояния дочерних ядер [1,2,3]. Это дало возможность сравнить приведенные вероятности α-переходов на конечные состояния с различной природой, что интересно для проверки справедливости выводов, сделанных на основе современных теоретических представлений об α-распаде и свойствах высоковозбужденных состояний ядер. Согласно статистической модели ядра, хорошо описывающей основные свойства нейтронных резонансов, природа конечных состояний не должна влиять на эти вероятности α-распада, т.е. усредненные по исходным состояниям с одинаковыми спинами и четностью приведенные α-ширины должны быть одинаковы [4]. В то же время полумикроскопический подход указывает на возможность усиления приведенных вероятностей α-переходов из компаунд-состояний на одно-, двухфононные состояния по сравнению с α-переходом в основное состояние четно-четных ядер-продуктов [5]. В работах [1,2,3] на основе экспериментальных данных в разных интервалах энергии нейтронов было проведено прямое сравнение усредненных приведенных α-ширин переходов на первое возбужденное /однофононное/ и основное состояния ядра ^{144}Nd в распаде компаунд-ядра ^{148}Sm. К сожалению, раньше не удавалось сделать определенного вывода из-за сложности учета погрешности отношения приведенных α-ширин, обусловленной конечным числом резонансов в исследованных интервалах энергии.

Более определенный ответ на этот вопрос можно получить, сопоставляя экспериментальные отношения выходов α-частиц реакции (n,α) на различные конечные состояния с результатами расчета этой величины по методу Монте-Карло при использовании предположений статистической теории ядра. Такой подход впервые применялся в [6] для анализа реакции $^{147}Sm(n,\alpha)^{144}Nd$ в одном интервале энергии нейтронов. Настоящая работа подробно описывает этот метод и применяет его к статистическому анализу выхода α-частиц из реакции $^{147}Sm(n, \alpha)^{144}Nd$ для всей совокупности экспериментальных данных.

МЕТОД

Будем анализировать свойства выходов реакции (n,α) в условиях, когда падающий пучок нейтронов обладает определенным разбросом по энергии. Под выходом данной реакции здесь подразумевается число зарегистрированных α-частиц N_{α_f}, принадлежащих фиксированному α-переходу на конечное состояние f дочернего ядра. Основной задачей описываемого метода является симулирование статистических свойств/флуктуаций/отношения двух выходов реакции N_{α_f} и $N_{\alpha_{f'}}$ для фиксированной пары конечных состояний f и f'. Обозначим это отношение как

$$R = N_{\alpha_f} / N_{\alpha_{f'}} . \qquad /1/$$

Если считать мишень тонкой, N_{α_f} можно выразить в виде зависимости

$$N_{\alpha_f} \sim \int\limits_{\Delta E_n} \sigma_{n,\alpha}(E_n)\Phi(E_n)dE_n . \qquad /2/$$

Здесь $\Phi(E_n)$ - поток нейтронов в интервале энергий $E_n \div E_n + \Delta E_n$, падающий на мишень, $\sigma_{n,\alpha_f}(E_n)$ - сечение реакции (n,α) для перехода на конечное состояние f и ΔE_n - исследуемый интервал энергии нейтронов.

Будем предполагать, что полная ширина нейтронных резонансов существенно меньше, чем среднее расстояние между резонансами, и что эта ширина на несколько порядков меньше, чем величина энергетического разброса падающего пучка нейтронов. В таких условиях можно пренебречь интерференционными эффектами в сечении σ_{n,α_f} и выход реакции N_{α_f} можно выразить в виде суммы вкладов отдельных резонансов

$$N_{\alpha_f} = C \sum_J g_J \sum_\lambda \frac{\Gamma^{(J)}_{\lambda n}\Gamma^{(J)}_{\lambda\alpha_f}}{E^{(J)}_\lambda \, \Gamma^{(J)}_{\lambda t}} \cdot \Phi(E^{(J)}_\lambda) . \qquad /3/$$

Резонансы здесь пронумерованы двумя независимыми индексами J,λ, где J - спин резонанса, λ - его порядковый номер. Величина g_J - спиновой фактор, $\Gamma^{(J)}_{\lambda n}$ - нейтронная ширина резонанса, $\Gamma^{(J)}_{\lambda\alpha_f}$ - парциальная α-ширина резонанса, соответствующая α-переходу из резонанса Jλ на конечное состояние f дочернего ядра, $\Gamma^{(J)}_{\lambda t}$ - полная ширина резонанса и $E^{(J)}_\lambda$ - его энергия. Константа C не зависит от выбора конечного уровня f.

Согласно статистической модели нейтронную ширину можно записать как

$$\Gamma^{(J)}_{\lambda n} = S_0 D_J (E^{(J)}_\lambda)^{1/2} \cdot \xi^{(J)}_\lambda , \qquad /4/$$

где $\xi^{(J)}_\lambda$ является для каждого резонанса Jλ независимой выборкой из статистического распределения χ^2 с числом степеней свободы $\nu=1$. Величина S_0 - нейтронная силовая функция s-нейтронов и D_J - среднее расстояние между резонансами данного спина J.

Парциальные α-ширины можно в рамках статистической модели представить следующим образом:

$$\Gamma^{(J)}_{\lambda\alpha_f} = \frac{D_J}{2\pi} \sum_\ell P^{(J)}_{f,\ell} \, \eta^{(J)}_{\lambda\ell} . \qquad /5/$$

Здесь ℓ - орбитальный момент α-частицы и $P^{(J)}_{f,\ell}$ - фактор проницаемости α-частицы с орбитальным моментом ℓ, испускаемой из резонанса со спином J на конечное состояние f. Величина $\eta^{(J)}_{\lambda\ell}$ является для каждой тройки $J\lambda\ell$ опять независимой выборкой из распределения χ^2 с числом степеней свободы $\nu=1$.

Если пренебречь флуктуациями полной радиационной ширины и вкладом α-ширин в полную ширину резонанса, то последнюю можно представить как сумму

$$\Gamma^{(J)}_{\lambda t} = \Gamma_\gamma + \Gamma^{(J)}_{\lambda n} . \qquad /6/$$

Очевидно, что полные ширины $\Gamma^{(J)}_{\lambda t}$ будут в таком случае в определенной мере повторять флуктуации нейтронных ширин и будут поэтому частично компенсировать влияние флуктуации нейтронных ширин на выход реакции N_{α_f}.

В выражение для R входят кроме ширин $\Gamma^{(J)}_{\lambda n}$, $\Gamma^{(J)}_{\lambda t}$, $\Gamma^{(J)}_{\lambda\alpha_f}$ и $\Gamma^{(J)}_{\lambda\alpha_{f'}}$ также и параметры $E^{(J)}_\lambda$, которые тоже имеют статистическую природу. Однако в реалистических условиях среднее расстояние D_J существенно меньше, чем энергетический разброс нейтронного пучка. По этой причине при симулировании флуктуаций величины R можно в качестве достаточно хорошего приближения пренебречь флуктуациями $(E^{(J)}_{\lambda+1} - E^{(J)}_\lambda)$ - расстоянием между резонансами и считать, что резонансы размещены по энергии эквидистантно.

Метод симулирования флуктуационных свойств отношения R заключается в "воспроизведении" распределения величины R в виде большой совокупности отдельных случайных значений R, генерированных методом Монте-Карло. Для получения каждого из значений R необходимо выполнить следующие шаги:

1. Генерировать наборы независимых случайных значений

$$\{\xi^{(J)}_\lambda\}, \quad \{\eta^{(J)}_{\lambda f\ell}\} \quad \text{и} \quad \{\eta^{(J)}_{\lambda f'\ell}\}.$$

2. На основании выражений /4/, /5/ и /6/ вычислить наборы ширин

$$\{\Gamma^{(J)}_{\lambda n}\}, \quad \{\Gamma^{(J)}_{\lambda t}\}, \quad \{\Gamma^{(J)}_{\lambda\alpha_f}\} \quad \text{и} \quad \{\Gamma^{(J)}_{\lambda\alpha_{f'}}\}.$$

3. Вычислить значение R согласно выражениям /1/ и /3/.

В целях проверки справедливости статистической модели для описания реакции (n,α) распределение величины R следует сопоставлять с экспериментальным значением $R_{эксп}$ этой величины.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Выходы α-частиц в переходах составного ядра ^{148}Sm на первое возбужденное (α_1) и основное (α_0) состояния дочернего ядра ^{144}Nd были измерены в различных интервалах энергии возбуждения. В таблице 1 представлены результаты измерений по методу времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30 /1/ и измерений на двух фильтрованных /скандием: $\langle E_n\rangle$=2 кэВ, и железом: $\langle E_n\rangle$=24,5 кэВ/ пучках нейтронов /2,3/. Здесь вместе с зарегистрированными числами α-частиц переходов ($N_{\alpha 0}, N_{\alpha 1}$) в соответствующих интервалах энергии нейтронов приведены полученные из них отношения интенсивностей α_1- и α_0-переходов:

$$R_{\text{эксп.}} = N_{\alpha_1} / N_{\alpha_0}.$$

Были сделаны розыгрыши по методу Монте-Карло для получения распределения величины R - отношения выходов α-частиц α_1- и α_0- переходов. При розыгрыше использовались следующие параметры для ядра-мишени ^{147}Sm, которые взяты из компиляции /7/:

$$D_J = \frac{D_H}{g_J} \begin{cases} =16{,}9 \text{ эВ} & \text{для резонанса со спином } 3^-, \\ =13{,}2 \text{ эВ} & \text{для резонанса со спином } 4^-, \end{cases}$$

$$S_0 = 4{,}6 \cdot 10^{-4}$$

и

$$\langle \Gamma_\gamma \rangle = 90 \text{ мэВ} /10/.$$

Фактор проницаемости для α-частиц $P_{f\ell}$ рассчитан по квазиклассическому подходу с потенциалом Иго /8/.

Используемые значения проницаемости приведены в таблице 2.

В случае импульсного реактора ИБР-30 пучок нейтронов можно описать энергетической зависимостью /9/:

$$\Phi(E_n) = \text{const} \cdot E_n^{-0,9}.$$

Для Sc- и Fe-фильтров считалось, что энергетический спектр пучка нейтронов имеет форму распределения Гаусса со средним $\langle E_n\rangle$ и шириной ΔE_n.

Для Sc-фильтра: $\langle E_n\rangle$ =2 кэВ, ΔE_n =0,6 кэВ /2/.
Для Fe-фильтра: $\langle E_n\rangle$ =24,5 кэВ, ΔE_n =2,0 кэВ /3/.

Результаты розыгрыша показаны на рис. 1,2 и в табл. 1 в указанных интервалах энергий нейтронов соответственно. На рисунках рядом с кривыми представлены экспериментальные значения $R_{\text{эксп.}}$ с их ошибкой. А в табл. 1 приведены средние значения $\langle R\rangle$ величины R и среднеквадратичные отклонения (σ) этой величины. В таблице также приведен параметр $P(R<R_{\text{эксп.}})$- статистическая достоверность, в рамках которой можно отбросить предположение о справедливости статистической теории. Этот параметр был получен с учетом экспериментальной погрешности.

Таблица 1

Измерение	E_n (кэВ)	N_{α_0}	N_{α_1}	$R_{экс}$	$\langle R\rangle$	σ	$P(R<R_{экс})$
Метод времени пролета /1/	0,25÷0,5	56±8	48±7	0,86±0,18	0,45	0,20	0,93
	0,7÷1,5	140±20	110±20	0,79±0,18	0,51	0,15	0,89
	1,5÷3,3	87±12	64±12	0,74±0,17	0,51	0,10	0,88
	3,3÷8,5	70±11	55±11	0,79±0,20	0,50	0,06	0,92
Sc-фильтр /2/	1,7÷2,3	4410±79	2694±68	0,61±0,02	0,51	0,10	0,84
Fe-фильтр /3/	23,5÷25,5	176±19	108±21	0,61±0,14	0,50	0,06	0,76

Таблица 2

J	I_f^{π}	E_{α_f} (МэВ)	ℓ	$P_{f\ell}$
3^-	0^+	9,842 (α_0)	3	$1{,}462 \cdot 10^{-6}$
	2^+	9,146 (α_1)	1 3 5	$3{,}299 \cdot 10^{-7}$ $1{,}286 \cdot 10^{-7}$ $0{,}241 \cdot 10^{-7}$
	4^+	8,528 (α_2)	1 3 5 7	$0{,}294 \cdot 10^{-7}$ $0{,}112 \cdot 10^{-7}$ $0{,}200 \cdot 10^{-8}$ $0{,}176 \cdot 10^{-9}$
4^-	2^+	9,146 (α_1)	3 5	$1{,}286 \cdot 10^{-7}$ $0{,}241 \cdot 10^{-7}$
	4^+	8,528 (α_2)	1 3 5 7	$0{,}294 \cdot 10^{-7}$ $0{,}112 \cdot 10^{-7}$ $0{,}200 \cdot 10^{-8}$ $0{,}176 \cdot 10^{-9}$

Из результатов, приведенных в табл. 1, сразу видно, что экспериментальные значения $R_{эксп}$ во всех случаях превышают значения, ожидаемые на основании статистической теории α-распада. Однако отдельные значения $P(R<R_{эксп})$ ни в одном случае не позволяют отбросить гипотезу справедливости статистической теории на достаточно высоком уровне достоверности. Для получения общего вывода поэтому необходимо объединить результаты из отдельных энергетических интервалов. С этой целью можно использовать метод экстремальной статистики. В качестве нулевой гипотезы примем статистическую теорию α-распада. В рамках справедливости этой гипотезы значения $P(R<R_{эксп})$ для n отдельных интервалов энергии должны вести себя как случайные и независимые выборки из равномерного распределения на интервале /0;1/. Нетрудно показать, что минимальное из значений $P(R<R_{эксп})$, обозначенных дальше как x, в таком случае будет описываться распределением

$$dP = n(1-x)^{n-1}\,dx. \qquad /7/$$

Если в качестве набора значений $P(R<R_{эксп})$ взять все значения, приведенные в табл. 1, за исключением того, которое отно-

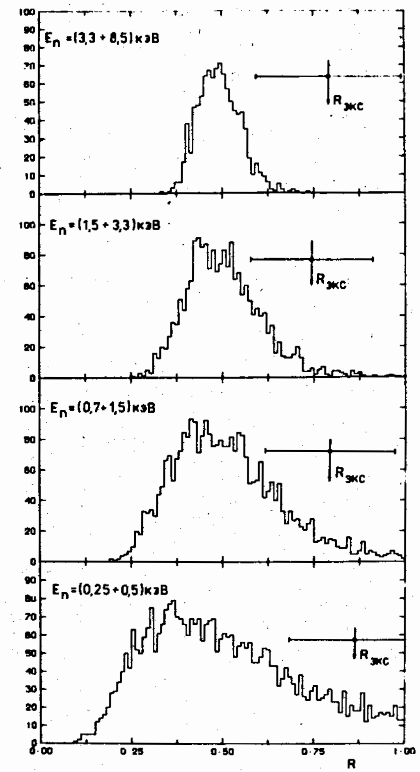

Рис.1. Результаты розыгрыша по методу Монте-Карло отношения выходов α-частиц в α_1- и α_0-переходах / $R = N_{\alpha_1}/N_{\alpha_0}$ / в указанных интервалах энергии нейтронов. Интервал энергии нейтронов и соответствующее экспериментальное значение $R_{эксп}$ были получены методом времени пролета на реакторе ИБР-30.

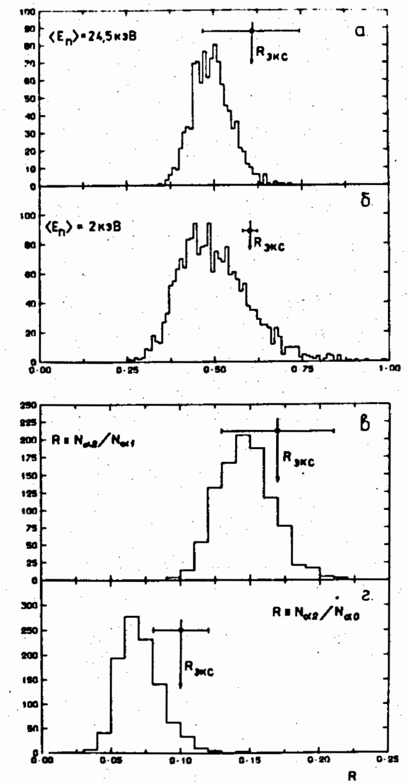

Рис.2. Распределения величины R, полученные при отфильтрованных пучках нейтронов. а – для Fe-фильтра, б – для Sc-фильтра, в и г – распределения величин $R=N_{\alpha_2}/N_{\alpha_1}$ и $R=N_{\alpha_2}/N_{\alpha_0}$, полученные при Sc-фильтре.

сится к Sc-фильтру*, то для минимального значения будем иметь $x = 0{,}76$. В таком случае применение распределения /7/ приводит

---

* Данные, относящиеся к Sc-фильтру, исключались из дальнейшего анализа из-за того, что энергетический интервал перекрывается с другими исследованными интервалами.

к выводу, что вероятность наблюдения этого значения /для $n=5$/ равна лишь 0,08%. Таким образом, гипотезу справедливости статистической теории можно отбросить на уровне достоверности 99,92%.

Здесь следует отметить, что при использовании отфильтрованного железом пучка нейтронов $/\langle E_n \rangle = 24{,}5$ кэВ/ р-нейтроны могут давать вклад в выход α-частиц реакции. Однако согласно статистической теории отношения суммарных значений проницаемости α-частиц, испускаемых из s- и p-резонансов, одинаковы /с точностью 7%/ для α_1- и α_0-переходов. Поэтому вклад p-нейтронов не существенно влияет на значение R, рассмотренное только для случая реакции на s-нейтронах.

Сравнения интенсивностей α-переходов на второе возбужденное состояние (α_2) ядра ^{144}Nd с интенсивностями переходов на первое и основное состояния были проведены пока только в измерении с Sc-фильтром /2/. Результаты эксперимента и розыгрыша показаны на рис. 2в и 2г и представлены в табл. 3.

В результате настоящий анализ показывает, что в эксперименте /1,2,3/ были обнаружены усиления α-переходов в распаде составного ядра ^{148}Sm на первое и второе возбужденное состояния по сравнению с переходом в основное дочернего ядра ^{144}Nd. Эти усиления невелики, по-видимому, не превышают двукратного. Наши результаты также указывают на то, что если и существует усиление α-перехода на второе по сравнению с переходом на первое возбужденное состояние, то оно совсем слабое.

Здесь хотелось бы отметить, что к настоящему времени проверка справедливости статистической теории и выводов полумикроскопического подхода о соотношении α-переходов компаунд-ядра на различные конечные состояния дочернего ядра проводилась пока только на одном ядре - ^{148}Sm. Для получения общности вывода необходимо исследование на других ядрах, в частности, в случае, когда дочерние ядра являются деформированными, их возбужденные состояния имеют сложную природу.

Авторы благодарны П.Земану за построение гистограмм.

Таблица 3

Отношение	$R_{эксп.}$	$\langle R \rangle$	σ	$P(R<R_{эксп.})$
$N_{\alpha_2}/N_{\alpha_0}$	$0{,}10 \pm 0{,}02$	0,076	0,015	0,78
$N_{\alpha_2}/N_{\alpha_1}$	$0{,}17 \pm 0{,}04$	0,152	0,020	0,62

ЛИТЕРАТУРА

1. Во Ким Тхань и др. ОИЯИ, Р3-12756, Дубна, 1979.
2. Анджеевски Ю. и др. ОИЯИ, Р3-80-779, Дубна, 1980.
3. Анджеевски Ю. и др. ОИЯИ, Р3-13013, Дубна, 1980.
4. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика, ИЛ, М., 1954.
5. Соловьев В.Г. ЯФ, 1971, т. 13, с. 48; ЭЧАЯ, 1972, т.3, вып. 4, с. 770.
6. Kvitek J. et al. Z.Physik, 1980, A294, p. 197-198.
7. Mughabghab S.F., Garber D.I. Neutron Cross Section, BNL-325, Third edition, vol.1, 1973.
8. Igo G. Phys.Rev.Lett., 1958, v.1, p.72.
9. Голиков В.В. и др. ОИЯИ, 3-5736, Дубна, 1971.
10. Попов А.Б., Тщецяк К., Хван Чер Гу. ЯФ, 1980, т. 32, вып. 3, с. 603.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 февраля 1981 года.