

Бечваржс Ф. и др.
С 34313

Б-568

2723/80

Б1-3-80-285



+

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Б1-3-80-285

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

Дубна 1980

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория нейтронной физики

Ф.Бечварж, Я.Гонзатко, М.Кралак, Нгуен Данг Нюан,

Т.Стадников, С.А.Тележников

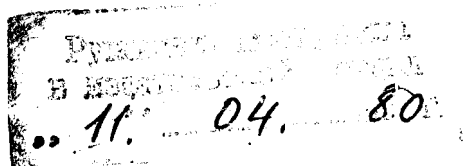
51-3-80-285

С343.Г3

Б-568

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА КВАЗИЧАСТИЧНО-ФОНОННОЙ
МОДЕЛИ В РЕАКЦИИ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ
ДЕФОРМИРОВАННЫМИ ЯДРАМИ

Напр. в ЯИФ



Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Дубна, 1980

Аннотация

На импульсном реакторе ИБР-30 измерялись спектры γ -лучей, сопровождающих захват нейтронов в изолированных резонансах ядер ^{154}Gd , $^{171,173}\text{Yb}$ и ^{185}Re . Приводится анализ корреляций между парциальными радиационными ширинами и нейтронными приведенными ширинами резонансов. Найдены статистически достоверные эффекты корреляций. Эти эффекты укладываются в рамки квазичастично-фононной модели Соловьёва.

Abstract

Spectra of γ -rays following the neutron capture at isolated resonances in ^{155}Gd , $^{171, 173}\text{Yb}$ and ^{185}Re nuclei were measured. The analysis of a correlation between the partial radiative widths and reduced neutron widths of the resonances was performed. Statistically significant effects of the correlation were found. They are in agreement with those predicted within Soloviev's quasiparticle-phonon model.

1. Введение

За последние десять лет накопилось большое количество экспериментальных данных, свидетельствующих о наличии статистической корреляции между парциальными радиационными ширинами $\Gamma_{\lambda\gamma f}$ и приведенными нейтронными ширинами $\Gamma_{\lambda n}^l$ нейтронных резонансов, см. обзоры^{/1,2/}. Количественной мерой этой корреляции служит обычно коэффициент R , определенный как $R = \langle \rho_f \rangle_f$. Здесь ρ_f - коэффициент линейной корреляции между $\Gamma_{\lambda\gamma f}$ и $\Gamma_{\lambda n}^l$ для разных резонансов λ и фиксированного конечного уровня, т.е. $\rho_f = \rho(\Gamma_{\lambda\gamma f}, \Gamma_{\lambda n}^l)$; l - орбитальный момент нейтрона. Усреднение проводится по некоторому набору уровней f .

Наиболее четкие эффекты "R-корреляции" наблюдались в реакции захвата нейтронов в изолированных p -резонансах для ядер в массовой области $A=90-100$ ^{/3,4/} и их удалось частично объяснить в рамках модели валентного нейтрона^{/5/}, как проявление $E1$ -переходов между нейтронными одночастичными компонентами резонансов и конечных уровней (переходы $3p \rightarrow 2d$ и $3p \rightarrow 3s$).

Аналогичные корреляции можно ожидать и в области $A=138-190$. Однако, анализируя возможность наблюдения эффектов, связанных с одночастичными $E1$ -переходами (в данном случае с переходами $4s \rightarrow 3p$), следует учесть влияние ядерной деформации, которая "размывает" пик максимума силовой функции и приводит к значительной фрагментации нижележащей оболочки $3p$. Поэтому вклад механизма валентного нейтрона в процесс захвата существенно занижен по сравнению с вкладом этого механизма в области $A=90-100$. Так, согласно оценкам в работе^{/6/}, вклад механизма валентного нейтрона в парциальные радиационные ширины ядер с $A > 150$ составляет в среднем около 1% от вклада механизма, идущего через составное ядро. При современном состоянии экспериментальных возможностей

R-корреляция, связанная с таким слабым вкладом, находится ниже порога наблюдения.

Тем не менее, вопреки вышеприведенным аргументам, статистически достоверная R-корреляция была найдена при захвате нейтронов в s-резонансах ядрами $^{169}\text{Tm}/7,8/$, $^{163}\text{Dy}/9/$, $^{159}\text{Tb}/10/$ и $^{173}\text{Yb}/11/$. Эти удивительные результаты стимулировали в определенной мере создание квазичастично-фононной модели Соловьева^{/13/} - модели, которая на полумикроскопической основе способна описывать целый ряд свойств нейтронных резонансов.

Однако, более поздние данные^{/12,14,15,16/} показали, что заключения о корреляции для ядер ^{169}Tm и ^{159}Tb не оправданы, и заставили сомневаться в существовании R-корреляции в случае ядра ^{163}Dy . Эти выводы вызвали определенный пессимизм относительно существования R-корреляции как для оставшегося ядра ^{173}Yb , так и для любого ядра из области $A > 150$. Так как квазичастично-фононная модель^{/13/} способна в определенных условиях объяснить эффекты R-корреляции, естественно, что на этом этапе исследований вопрос существования R-корреляции стал актуальным.

Позднее, на основании наших работ по реакции $^{173}\text{Yb}(n,\gamma)^{174}\text{Yb}/17/$ и $^{167}\text{Er}(n,\gamma)^{168}\text{Er}/18/$ выяснилось, что R-корреляция в области $A > 150$ существует с высокой статистической достоверностью, и что в данных конкретных случаях она удовлетворительно укладывается в рамки квазичастично-фононной модели^{/13/}.

В настоящей работе кратко приводятся результаты измерений реакции $^{154}\text{Gd}(n,\gamma)^{155}\text{Gd}$, $^{171}\text{Yb}(n,\gamma)^{172}\text{Yb}$ и $^{185}\text{Re}(n,\gamma)^{186}\text{Re}$, а также результаты дополнительных измерений реакции $^{173}\text{Yb}(n,\gamma)^{174}\text{Yb}$. Основная цель настоящей работы - сопоставление экспериментальных результатов, касающихся R-корреляции для ядер в области $A=150-190$, с предсказаниями квазичастично-фононной модели Соловьева^{/13/}. По этой причине в набор обсуждаемого экспериментального материа-

да включены также результаты наших прежних работ^{/17,18/}.

2. Некоторые выводы квазичастично-фононной модели.

Квазичастично-фононная модель подробно описана в^{/13/}.

В настоящем пункте мы изложим лишь ее основные выводы относительно R-корреляций и продемонстрируем их на случае захвата нейтронов N-нечетным деформированным ядром.

Согласно^{/13/}, приведенную нейтронную ширину s-резонанса λ можно выразить так:

$$\Gamma_{\lambda n}^0 = 4 \Gamma_{s.p.}^0 \left| \sum_{s\sigma} b_{J^\pi}^\lambda(s_0\sigma_0, s\sigma) u_s d_s(0) \right|^2. \quad (1)$$

Здесь $\Gamma_{s.p.}^0$ - одночастичная ширина, $s\sigma$ - полный набор квантовых чисел квазичастицы, причем σ принимает значения ± 1 , соответствующие знакам проекции полного момента количества движения на ось симметрии ядра. Квантовые числа $s_0\sigma_0$ относятся к основному одноквазичастичному состоянию ядра-мишени. Величины $b_{J^\pi}^\lambda(s_0\sigma_0, s\sigma)$ - амплитуды двухквазичастичной компоненты $(s_0\sigma_0, s\sigma)$ в волновой функции ψ_λ резонанса и J^π - его спин и четность. Множители u_s - коэффициенты канонического преобразования Боголюбова и $d_s(l)$ - коэффициенты разложения волновой функции одночастичного состояния деформированного ядра по сферическому базису.

Нейтронную сферическую волну с $l=0$ можно выразить как суперпозицию таких волновых функций деформированного базиса, для которых квантовое число K^π равно $1/2^+$. По этой причине в выражение (1) входят только члены с амплитудами $b_{J^\pi}^\lambda(s_0\sigma_0, s\sigma)$ определенных компонент $(s_0\sigma_0, s\sigma)$ - нейтронных двухквазичастичных компонент типа "квазичастица мишени в основном состоянии + любая квазичастица с $K^\pi = 1/2^+$ ".

Аппарат модели^{/13/} позволяет вывести общее выражение для парциальной радиационной ширины $\Gamma_{\lambda\gamma f}$, соответствующей E1-переходу из резонанса на двухквазичастичное состояние $(s_{f1}\sigma_{f1}, s_f\sigma_f)$.

Согласно квазичастичным правилам отбора это выражение содержит члены, пропорциональные величинам $b_{J\pi}^\lambda(s_f, \sigma_f, s \pm 1)$ и $b_{J\pi}^\lambda(s \pm 1, s_f, \sigma_f)$ с различными значениями s , а также еще ряд других членов, связанных с более сложными конфигурациями.

При захвате s -нейтронов и последующем испускании $E1$ -перехода выражения для ширин $\Gamma_{\lambda\gamma f}$ и $\Gamma_{\lambda n}^0$ могут содержать общие амплитуды $b_{J\pi}^\lambda$. Для существования общих амплитуд необходимо, чтобы выполнялось одно из следующих двух условий: либо одна из квазичастиц s_{f1}, s_f должна находиться на той же орбите, что и квазичастица ядра-мишени s_0 , либо она должна находиться на орбите с $K^\pi = 1/2^+$. В частности, если выполняется первое из этих условий, т.е., скажем, $s_{f1} = s_0$, то все амплитуды $b_{J\pi}^\lambda(s_0, \sigma_0, s\sigma)$, входящие в выражение (1), входят автоматически и в выражение для $\Gamma_{\lambda\gamma f}$.

В случае общих амплитуд $b_{J\pi}^\lambda$ в выражениях для ширин $\Gamma_{\lambda n}^0$ и $\Gamma_{\lambda\gamma f}$, флуктуации ширин будут в определенной степени взаимно связанными. Так как каждая из ширин $\Gamma_{\lambda n}^0$ и $\Gamma_{\lambda\gamma f}$ выражается как квадрат модуля от суммы вкладов отдельных компонент, коэффициент линейной корреляции $\rho_f = \rho(\Gamma_{\lambda\gamma f}, \Gamma_{\lambda n}^0)$ будет положительным. Значение ρ_f растет с увеличением суммарного вклада двухквазичастичных компонент типа $(s_0, s \equiv K^\pi = 1/2^+)$ в парциальную радиационную ширину. Отдельные общие амплитуды $b_{J\pi}^\lambda$ входят в выражения для $\Gamma_{\lambda n}^0$ и $\Gamma_{\lambda\gamma f}$ со случайно меняющимися фазами (или знаками). Поэтому значение ρ_f станет высоким в условиях, когда основная часть суммарного вклада в $\Gamma_{\lambda\gamma f}$ будет принадлежать малому числу двухквазичастичных компонент.

В рамках квазичастично-фононной модели^{/13/} в работе^{/19/} проводились расчеты фрагментации одноквазичастичных состояний с $K^\pi = 1/2^+$ в нечетных ядрах Yb с учетом взаимодействия между квазичастицами и фононами. Было найдено, что основной вклад в силовую

Функцию $^{175,177}\text{Yb}$ дают только 1-2 квазичастичных состояния. Можно поэтому ожидать, что и в случае четно-четных ядер Yb основной вклад в силовую функцию и, следовательно, в приведенные нейтронные ширины $\Gamma_{\lambda n}^0$ будет обусловлен малым числом нейтронных двухквазичастичных компонент. Иными словами, в выражении (1) большие по абсолютному значению амплитуды $b_{\lambda}^{\pi}(s_0 \sigma_0, s \sigma)$ будут встречаться только для малого числа квазичастичных состояний $s \equiv K^{\pi} = 1/2^{+}$. Естественно, что такое поведение фрагментации двухквазичастичных состояний в районе энергии связи нейтрона увеличивает шансы для наблюдения R-корреляции.

В рамках модели^{/13/} можно выразить парциальную радиационную ширину, соответствующую E1-переходу из резонанса на основное состояние четно-четного ядра. Эта ширина содержит члены, пропорциональные только амплитудам двухквазичастичных компонент. Однако, среди них есть члены, принадлежащие протонным двухквазичастичным компонентам, которых нет в обсуждаемом выше случае. Более того, в выражении для $\Gamma_{\lambda \gamma f}$ присутствует набор членов, принадлежащих всем возможным нейтронным двухквазичастичным компонентам ψ_{λ} типа $(s_1 \sigma_1, s_2 \sigma_2)$, т.е. более широкий набор, чем в случае ширины для перехода на двухквазичастичное состояние (s_0, s_f) .

Очевидно, что если при γ -распаде резонансов на состояния типа (s_0, s_f) играют основную роль только двухквазичастичные компоненты волновых функций ψ_{λ} , то наблюдение R-корреляции в переходах на такие состояния будет облегчено по сравнению с наблюдением этой корреляции в переходах на основное состояние.

Необходимо добавить, что в рамках модели^{/13/} аналогичные выводы вполне справедливы и для переходов на уровни ротационных полос, построенных над соответствующими состояниями.

3. Измерения и обработка данных.

Измерения реакций захвата нейтронов ядрами ^{173}Yb , ^{167}Er , ^{154}Gd , ^{171}Yb и ^{185}Re проводились на импульсном быстром реакторе ИБР-30 Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ в бустерном режиме. Во всех измерениях накапливались и анализировались спектры γ -лучей, сопровождающих захват нейтронов в изолированных по энергии резонансах. Энергия нейтронов определялась методом времени пролета с разрешением 70 нсек/м, а энергия γ -квантов анализировалась германий-литиевым детектором.

Все измерения проводились на изотопически обогащенных образцах.

За исключением несущественных изменений, метод измерений и способ обработки данных совпадали с тем, что описано в ^{/17,20/}. Измерения с ядрами ^{171}Yb , ^{154}Gd и часть измерений с ^{185}Re проводились на модернизированной аппаратуре на базе ЭВМ PDP-11/20^{/21/}. Сортировка экспериментальных данных проводилась с помощью ЭВМ BC-1010 методом, описанным в ^{/22,23/}.

Спектры γ -лучей обрабатывались на ЭВМ CDC-6500 по программе LINFIT^{/24/}. Площади пиков от вторичных γ -лучей служили в качестве нормировки интенсивностей первичных переходов на число захваченных нейтронов, и их взаимные отношения использовались также для определения спина резонансов, см. ^{/25/}. Исключением является измерение ^{185}Re , в котором нормировка интенсивностей проводилась с помощью суммы площадей пиков от большого числа первичных γ -переходов. Анализ R-корреляции проводился методом Монте-Карло, описанным в ^{/17/}.

4. Экспериментальные результаты и их сопоставление с предсказаниями квазичастично-фонной модели.

Реакция $^{173}\text{Yb}(n,\gamma)^{174}\text{Yb}$

В ранее цитированной работе ^{/11,12/} по этой реакции, выполнен-

ной в Брукхейвене, был получен результат $R_{\text{эксн}}=0,54$, свидетельствующий о наличии статистически достоверной R-корреляции в наборе E1-переходов из 4 резонансов с $J^{\pi}=2^{-}$ на 9 уровнях ядра ^{174}Yb с энергией возбуждения ниже 2000 кэВ.

В первой части измерений реакции $^{173}\text{Yb}(n,\gamma)^{174}\text{Yb}/17/$, выполненных в ЛНФ, анализировались данные из 9 изолированных резонансов с $J^{\pi}=2^{-}$. Однако, оказалось, что в условиях увеличенного числа резонансов набор переходов на все 9 уровней ниже 2000 кэВ приводит к значению $R_{\text{эксн}}=0,347$, статистическая достоверность которого не достигает обычно принимаемого в ядерной физике уровня 99,9%. Тем не менее, более подробный анализ данных показал, что, если ограничиться только шестью конечными уровнями, которые принадлежат трем ротационным полосам, построенным над нейтронными двухквaziчастичными состояниями, то достоверность наблюдения корреляции превысит даже значение 99,99%.

Ротационные полосы, которые здесь имеются в виду, построены над состояниями $\pi n512\uparrow + 521\downarrow$, $\pi n512\uparrow - 514\downarrow$ и однофононным состоянием с $K^{\pi}=2^{+}$, которое содержит большую примесь конфигурации $\pi n512\uparrow - 510\uparrow$, см. /26,27/. Так как в основном состоянии мишени ^{173}Yb нечетный нейтрон находится на орбите $s_0 \equiv n512\uparrow$, с точки зрения модели /13/, все эти состояния удовлетворяют условиям для наблюдения R-корреляции. Таким образом, стало очевидным, что увеличение значения достоверности не является случайным, а есть проявление истинной R-корреляции.

Устойчивость наблюдения R-корреляции в резонансах с $J^{\pi}=2^{-}$ по отношению к увеличению их числа можно качественно извлечь из недавно опубликованных результатов измерений данной реакции в Ок Ридже /2/ - для перехода из 9 резонансов с $J^{\pi}=2^{-}$ на однофононное состояние 1634 кэВ с $K^{\pi}=2^{+}$ было получено $\rho_f=0,85$.

В настоящей работе по реакции $^{173}\text{Yb}(n,\gamma)^{174}\text{Yb}$ накапливались γ -спектры из 23 изолированных резонансов с $J^\pi = 2^-, 3^-$. Проводился анализ R-корреляции для переходов, идущих на уровни всех 6 пока известных полос с $\pi = +1$ и $K \leq 4$ /26,27/. Результаты приведены в таблице 1.

Из них видно, что эффект R-корреляции наблюдается с высокой достоверностью даже в случаях, когда включены s-резонансы с обоими значениями спина $J^\pi = 2^-, 3^-$. Более того, среди этих случаев наиболее высокое значение достоверности $P(R < R_{\text{эксп}})^*$ достигается в условиях, когда анализируется набор E1-переходов на уровни полос В, Г, Д и Е - т.е. всех известных полос с $\pi = +1$, построенных над двухквaziчастичными состояниями с конфигурацией типа (s_0, s_f) и над состояниями с преобладающей примесью таких конфигураций. Взаимная связь между ширинами $\Gamma_{\lambda\gamma f}$ для этого набора переходов и ширинами $\Gamma_{\lambda n}^0$ проиллюстрирована на рис.1, где также показана линия регрессии. Сопоставление $R_{\text{эксп}}$ с распределением величины R в рамках нулевой истинной корреляции изображено на рис.2.

Достоверной R-корреляции не наблюдается для случая E1-переходов на уровни полосы основного состояния и на уровни полосы, построенной над однофоновным состоянием с низкой примесью конфигурации типа (s_0, s_f) . Первый факт указывает на существенную роль двухквaziчастичных компонент с конфигурациями, отличающимися от конфигурации типа $(s_0, s \equiv K^\pi = 1/2^+)$. Как вытекает из п.2, в выражении для $\Gamma_{\lambda\gamma f}$ таких компонент существенно больше, чем в матричном элементе для перехода на двухквaziчастичное состояние (s_0, s_f) .

* Под достоверностью здесь понимается вероятность, с которой при отсутствии истинной корреляции можно наблюдать значение коэффициента R, которое не превышает экспериментально найденное значение $R_{\text{эксп}}$.

С другой стороны, наблюдение большой R-корреляции для переходов на уровни ротационных полос, принадлежащих конфигурациям типа (s_0, s_f) , приводит к выводу, что в таких переходах роль других компонент, чем компоненты типа $(s_0, s \equiv K^\pi = 1/2^+)$, незначительна. (См. дискуссию в п.2).

Анализ значений $R_{\text{эксп}}$ в табл.1 приводит к неизбежному заключению, что величина коррелированных частей парциальных радиационных ширин большая - согласно грубым оценкам она составляет 30-80% от полного значения этих ширин. Такой большой вклад можно объяснить в рамках модели^{/13/} только исключительно низким "эффективным" числом амплитуд $b_{J\pi}^\lambda$, присутствующих в выражении для парциальной радиационной ширины.

Реакция $^{167}\text{Er}(n,\gamma)^{168}\text{Er}$.

Основные результаты измерений этой реакции^{/18/} в 20 изолированных s-резонансах с $J^\pi = 3^+, 4^+$ представлены в таблице II. Здесь включены также значения "S-корреляции", определенные как $S = \langle \rho_\lambda \rangle_\lambda$, где $\rho_\lambda = \rho(\Gamma_\lambda \gamma_f, \sigma_{dp,f})$; величины $\sigma_{dp,f}$ - сечения реакции $^{167}\text{Er}(n,\gamma)^{168}\text{Er}$ для отдельных протонных групп, заселяющих конечные уровни f.

Нечетный нейтрон ядра-мишени ^{167}Er в основном состоянии находится на орбите $s_0 \equiv n633f$. В рамках модели^{/13/} благоприятными случаями для наблюдения R-корреляции в реакции $^{167}\text{Er}(n,\gamma)^{168}\text{Er}$ являются переходы на уровни ротационных полос, обозначенных в таб. II как А, Б и В. Среди всех известных полос с $\pi = -1$ и $K \leq 5$ /26,28,29/, уровни которых заселяются из s-резонансов, только полосы А, Б и В построены над состояниями с конфигурацией типа (s_0, s_f) или над состояниями, содержащими примесь $\geq 50\%$ такой конфигурации. Как вытекает из результатов в таблице II, именно для парциальных радиационных ширин, соответствующих переходам на уровни

полос А, Б и В наблюдается с высокой достоверностью R-корреляция. С другой стороны, эффект R-корреляции резко падает, как только включаются переходы на уровни полос Г и Д, см. табл. II. Следует отметить, что согласно модели^{/13/}, переходы на уровни полосы Г должны быть слабо коррелированными, так как полоса построена над однофононным уровнем с низкой примесью конфигурации (S_0, S_f), а переходы на уровни полосы Д не должны быть коррелированы вообще.

Таким образом, данные по R-корреляции в реакции $^{167}\text{Er}(n, \gamma)$ ^{168}Er , как и результаты предыдущей реакции, находятся в хорошем согласии с квазичастично-фононной моделью^{/13/}.

Обратим внимание на статистически достоверное значение S-корреляции в табл. II. В обзоре^{/1/} приводится аналогичная корреляция в реакциях радиационного захвата ядрами $^{164}, ^{166}, ^{168}, ^{170}\text{Er}$. Авторы работы^{/1/} приводят значение S, усредненное по всем 4 реакциям $\bar{S}_{\text{эксп}} = 0,36^{+0,17}_{-0,20}$ для захвата в изолированных резонансах и $\bar{S}_{\text{эксп}} = 0,35^{+0,18}_{-0,21}$ для захвата нейтронов с энергией 2 кэВ. Эти значения соответствуют суммарному набору 23 переходов на уровни полос $n 521\uparrow$, $n 521\downarrow$, $n 510\uparrow$ и $n 512\downarrow$ ядер $^{165}, ^{167}, ^{169}, ^{171}\text{Er}$.

Аппарат модели^{/13/} не позволяет вывести простым образом в явном виде связь между $\Gamma_{\lambda\gamma f}$ и $\sigma_{dp, f}$, хотя такая связь, по-видимому, существует.

Следует отметить, что кроме приведенных здесь случаев, S-корреляцию не удалось найти ни в одном из деформированных ядер. Это может быть частично вызвано недостаточно высоким качеством существующих данных по (d, p)-реакции в деформированной области.

Реакция $^{171}\text{Yb}(n, \gamma)^{172}\text{Yb}$.

В этой реакции анализировались спектры из 22 изолированных резонансов. Результаты представлены в таблице III.

Нечетный нейтрон ядра-мишени ^{171}Yb в основном состоянии находится на орбите $s_0 \equiv n521\downarrow$. Среди всех пока известных ротационных полос $^{26,30,31}/$ в ^{172}Yb лишь одна является, с точки зрения модели $^{13}/$, подходящим кандидатом для наблюдения R-корреляции. Это полоса $K^\pi = 2^+$, построенная над однофононным состоянием 1608 кэВ, содержащим большую примесь конфигурации $nn521\downarrow - 512\uparrow$, см. табл. III. Среди уровней этой полосы заселяется только ее "глава", уровень 1608 кэВ с $J^\pi = 2^+$ - и только из резонансов с $J^\pi = 1^-$.

R-корреляцию для парциальных радиационных ширин, соответствующих переходам на уровень 1608 кэВ, найти не удалось. Этот отрицательный результат не является странным, так как, ввиду ограниченного числа ширин, "статистический" порог наблюдения R-корреляции высок.

Другие полосы, подходящие для наблюдения R-корреляции построены над состояниями со следующими конфигурациями: $nn521\downarrow \pm 510\uparrow$, $nn521\downarrow \pm 512\uparrow$, $nn521\downarrow \pm 521\uparrow$ и другими. Эти полосы размещены, по всей вероятности, выше 2200 кэВ. Оснаружение глобальной достоверной R-корреляции для набора парциальных радиационных ширин, соответствующих образцам № 3 и 5 в таблице III, может указывать на то, что поведение переходов на уровни "скрытых" полос подчиняется квазичастично-фононной модели $^{13}/$.

Значение $R_{\text{эксп}}$ для образца № 1, которое совместимо с предположением о нулевой истинной R-корреляции, также указывает на справедливость модели $^{13}/$.

Реакция $^{154}\text{Gd}(n, \gamma) ^{155}\text{Gd}$.

В случае N-нечетного ядра-продукта, согласно модели $^{13}/$, выражение для $\Gamma_{\lambda n}^0$ содержит члены, пропорциональные амплитудам одноквазичастичных компонент волновой функции ψ_λ . В выражении для ширины $\Gamma_{\lambda \gamma f}$, соответствующей E1-переходу из резонанса на одноква-

зичастичное состояние, также присутствуют одноквазичастичные члены, а также члены, принадлежащие более сложным конфигурациям.

С точки зрения модели^{/13/}, наиболее благоприятными случаями для наблюдения R-корреляции в N-нечетных ядрах-продуктах являются E1-переходы на уровни ротационных полос, построенных над одноквазичастичными состояниями, т.е. состояниями с $K^\pi = 1/2^-$ или $K^\pi = 3/2^-$. По сравнению с ними, переходы на уровни полос, построенных над состояниями типа "квазичастица + фонон", должны обладать уменьшенной R-корреляцией, поскольку матричные элементы E1-переходов на эти уровни содержат значительно больше амплитуд одноквазичастичных компонент, не входящих в выражение для $\Gamma_{\lambda n}^0$.

В настоящей работе, в случае реакции $^{154}\text{Gd}(n, \gamma)^{155}\text{Gd}$, анализировались γ -спектры из 11 изолированных s-резонансов с $J^\pi = 1/2^+$.

Результаты, которые представлены в таблице IV, указывают с высокой достоверностью на существование R-корреляции. Однако, ввиду того, что основной эффект связан с переходами на уровни, принадлежащие полосам, построенным над состояниями типа "квазичастица + фонон", результаты в табл. IV не укладываются удовлетворительно в рамки модели^{/13/}.

Тем не менее, следует отметить, что само существование истинной R-корреляции для полос Б и В находится в согласии с моделью^{/13/}, и что настоящие данные не исключают существование истинной R-корреляции для полосы А в пределах $0 < R \lesssim 0,4$.

Так как нет результатов конкретных модельных расчетов, в случае обсуждаемой реакции пока преждевременно формулировать категорические выводы относительно справедливости модели.

Реакция $^{185}\text{Re}(n, \gamma)^{186}\text{Re}$.

В рамках квазичастично-фононной модели^{/13/} благоприятными случаями для наблюдения R-корреляции при захвате s-нейтронов Z-

нечетным ядром являются E1-переходы на двухквaziчастичные состояния нейтрон-протон типа (γ_0, s_f) или $(\gamma_f, s \equiv K^\pi = 1/2^+)$. Здесь γ_0 обозначает квазичастичное состояние нечетного протона мишени в основном состоянии, а γ_f - любое квазичастичное состояние протонной системы.

Нечетный протон в основном состоянии ядра ^{185}Re находится на орбите $\gamma_0 \equiv p402\uparrow$. Для ядра-продукта ^{186}Re известны следующие низколежащие двухквaziчастичные состояния с $\pi = -1/37/$:

$p402\uparrow \pm n510\uparrow$, $p402\uparrow \pm n512\downarrow$, $p402\uparrow - n503\uparrow$ и $p402\uparrow - n505\downarrow$. Все эти состояния типа (γ_0, s_f) и уровни их ротационных полос заселяются из s-резонансов первичными переходами.

В настоящей работе в реакции $^{185}\text{Re}(n, \gamma)^{186}\text{Re}$ анализировались переходы из 24 изолированных резонансов с $J^\pi = 2^+, 3^+$. Удалось обнаружить R-корреляцию лишь для набора E1-переходов на уровни полосы, построенной над состоянием с конфигурацией $p402\uparrow + n510\uparrow$. Анализ привел в этом случае к значению $R_{\text{эксп}} = 0,502$ с достоверностью 99,70%, см. рис.3.

Для оставшихся пяти полос значения $R_{\text{эксп}}$ совместимы с предположением о нулевой истинной корреляции. Тем не менее, из этого отнюдь не вытекает отсутствие R-корреляции, поскольку ограниченная чувствительность эксперимента не позволила в отдельных полосах зарегистрировать эффекты, соответствующие истинному значению R в пределах $0 < R \lesssim 0,2$.

Таким образом, данные из реакции $^{185}\text{Re}(n, \gamma)^{186}\text{Re}$ находятся в качественном согласии с квазичастично-фононной моделью ^{/13/}.

5. Заключение

Во всех изучаемых здесь реакциях захвата нейтронов удалось найти статистически достоверную R-корреляцию, которая качественно хорошо укладывается в рамки квазичастично-фононной модели Со-

ловьева^{/13/}. Сильные эффекты корреляции проявляются в переходах на двухквaziчастичные состояния типа (s_0, s_f) в ядрах-продуктах ^{174}Yb и ^{168}Er , а также, по-видимому, в ядре ^{172}Yb . Особенно сильные эффекты, наблюдаемые для переходов на уровни типа "квaziчастица + фонон" в ядре ^{155}Gd , требуют количественного объяснения модельными расчетами.

Самой важной чертой накопленного экспериментального материала является большая сила наблюдаемых эффектов R-корреляции, что приводит к неизбежному заключению о преобладающей роли небольшого числа малоквaziчастичных компонент при γ -распаде нейтронных резонансов в деформированной области $A=150-190$.

Первый заместитель работы
подписан всеми авторами
(Ф. Бечваржон, Я. Гонзатко, Нуча
Данг Ньюном, Т. Стадников, С. А. Те-
лепниковым и М. Крашкан).

Ученый секретарь АНФ.

С. Яковлев

Таблица 1. R-корреляция в реакции $^{173}\text{Yb}(n,\gamma)^{174}\text{Yb}$
 для набора 23 резонансов с $J^\pi = 2^-, 3^-$.

Образец №	Набор уровней ^{а)}	Число парциальных ширин	$R_{\text{эксп}}$	$P(R < R_{\text{эксп}})$
1	А	36	-0,228	6%
2	А,Б	72	-0,147	12%
3	В,Г,Д,Е	202	+0,296	99,98%
4	В,Г,Д	166	+0,313	99,96%
5	В,Г,Д	54 ^{б)}	+0,581	99,99%
6	В,Г	108	+0,312	99,80%

а) Введены следующие обозначения:

А - полоса основного состояния ^{174}Yb

Б - полоса однофононного состояния 1490 кэВ, $K^\pi = 0^+$
 (содержит $< 1\% \text{nn } 512\uparrow - 512\uparrow^{/26/}$)

В - полоса $\text{nn } 512\uparrow + 521\downarrow$, 1606 кэВ^{/27/}

Г - полоса $\text{nn } 512\uparrow - 514\downarrow$, 1624 кэВ^{/27/}

Д - полоса однофононного состояния 1634 кэВ, $K^\pi = 2^+$
 (содержит 50% $\text{nn } 512\uparrow - 510\uparrow^{/26/}$)

Е - полоса однофононного состояния 1886 кэВ, $K^\pi = 0^+$
 (содержит 65% $\text{nn } 512\uparrow - 512\uparrow^{/26/}$).

б) Включено только 9 резонансов с $J^\pi = 2^-$.

Таблица II. R- и S-корреляции в реакции $^{167}\text{Er}(n,\gamma)^{168}\text{Er}$
 для набора 20 резонансов с $J^\pi=3^+,4^+$.

Обра- зец №	Набор уровней ^{а)}	Число парци- альных ширин	$R_{\text{эксп}}$	$P(R < R_{\text{эксп}})$	$S_{\text{эксп}}$	$P(S < S_{\text{эксп}})$
1	А,Б,В,Г,Д ^{б)}	202	0,099	89%		
2	А,Б,В	131	0,342	99,82%	0,520	99,96%

а) Введены следующие обозначения:

А - полоса $\pi\pi 633\uparrow + 521\downarrow$, 1094 кэВ/^{28/}

Б - полоса однофононного состояния 1359 кэВ, $K^\pi = 1^-$
 (содержит 95% $\pi\pi 633\uparrow - 521\uparrow$ /^{26/})

В - полоса $\pi\pi 633\uparrow - 521\downarrow$, 1542 кэВ/^{28/}

Г - полоса однофононного состояния 1569 кэВ, $K^\pi = 2^-$.
 (содержит 35% $\pi\pi 633\uparrow - 521\uparrow$ /^{26/})

Д - полоса $\pi\pi 521\downarrow + 642\uparrow$, 1828 кэВ/^{26,29/}.

б) Включены только уровни с энергией возбуждения ниже,
 чем 1890 кэВ.

Таблица III. R-корреляция в реакции $^{171}\text{Yb}(n,\gamma)^{172}\text{Yb}$ для набора 6 резонансов с $J^\pi=0^-$ и 16 резонансов с $J^\pi=1^-$.

Образец №	Набор уровней ^{а)}	Число парциальных ширин	$R_{\text{эксп}}$	$P(R < R_{\text{эксп}})$
1	А, Б, В, Г	118	-0,087	13%
2	Д	16	-0,201	20%
3	Е	132 ^{б)}	+0,333	99,96%
4	Е	512 ^{в)}	+0,046	81%
5	Е	644	+0,105	99,2 %

а) Введены следующие обозначения:

А - уровни полосы основного состояния ^{172}Yb

Б - уровни полосы однофоновое состояние 1043 кэВ, $K^\pi = 0^+$
(содержит 18% $np521\downarrow - 521\downarrow/26/$)

В - уровни полосы $np521\uparrow - 512\uparrow$, 2009 кэВ^{/30/}

Г - однофоновое состояние 1436 кэВ, $K^\pi = 2^+$
(содержит 25% $np521\downarrow - 512\uparrow/31/$)

Д - однофоновое состояние 1608 кэВ, $K^\pi = 2^+$
(содержит 75% $np521\downarrow - 512\uparrow/31/$)

Е - все наблюдаемые уровни с энергией возбуждения в пределах 2195-3020 кэВ с $J^\pi = 0^+, 1^+, 2^+$.

б) Включены только резонансы с $J^\pi=0^-$ и уровни с $J^\pi=1^+$.

в) Включены только резонансы с $J^\pi=1^-$.

Таблица IV. R-корреляция в реакции $^{154}\text{Gd}(n,\gamma)^{155}\text{Gd}$
 для набора 11 резонансов с $J^\pi=1/2^+$.

Образец №	Набор уровней ^{а)}	Число парциальных ширин	$R_{\text{эксп}}$	$P(R < R_{\text{эксп}})$
1	А	11	+0,086	68%
2	Б	22	+0,664	99,80%
3	В	11	+0,635	96,2 %
4	А,Б,В	44	+0,512	99,83%
5	Г	341	+0,117	97,6 %

а) Введены следующие обозначения:

А - основное состояние $n521\uparrow$

Б - уровни 559 и 615 кэВ, принадлежащие полосе, построенной над состоянием "квазичастица + фонон" $\{n521\uparrow, 2^+\}_{32/}$

В - состояние "квазичастица + фонон" $\{n521\uparrow, 0^+\}$, 592 кэВ^{32/}

Г - все уровни с $J^\pi = 1/2^-, 3/2^-$ ниже энергии возбуждения 2130 кэВ (31 уровень).

Литература

1. S.F.Mughabghab, R.E.Chrien. Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy (ed. R.E.Chrien, W.R.Kane). Plenum, N.Y., p.265 (1979).
2. S.F.Mughabghab. III International School on Neutron Physics, Alushta (ed.JINR, Dubna), p.328 (1978).
3. O.A.Wasson, G.G.Slaughter. Phys.Rev., C8, 297 (1973).
4. R.E.Chrien, G.W.Cole, G.G.Slaughter, J.A.Harvey. Phys.Rev., 13C, 578 (1976).
5. J.E.Lynn. The Theory of Neutron Resonance Reactions, Clarendon Press, Oxford, p.333 (1968).
6. A.M.Lane. Ann.Phys., 63, 171 (1971).
7. M.Beer et al. Phys.Rev.Lett., 20, 340 (1968).
8. L.M.Bollinger. Nuclear Structure Dubna Symposium, IAEA, Vienna, p.317 (1968).
9. S.F.Mughabghab, R.E.Chrien, O.A.Wasson. Phys.Rev.Lett., 25, 1670 (1970).
10. A.P.Jain, B.Couvin, H.Lottin. Nucl.Phys., A223, 509 (1974).
11. S.F.Mughabghab, O.A.Wasson, G.W.Cole, R.E.Chrien, M.R.Bhat. Bull. Am.Phys.Soc., 16, 496 (1971).
12. S.F.Mughabghab. Nuclear Structure Study with Neutrons (ed.J.Ero, J.X. Szucs), Plenum Press, N.Y., p.167 (1974).
13. В.Г.СОЛОВЬЁВ. ЭЧАЯ, 3, 770 (1972).
14. R.E.Chrien: Statistical Properties of Nuclei (ed.J.B.Garg) Plenum, N.Y., p.233 (1972).
15. B.W.Thomas. Statistical Properties of Nuclei (ed.J.B.Garg), Plenum, N.Y., p.251 (1972).
16. P.Ribon, R.E.Chrien, G.W.Cole. Bull.Am.Phys.Soc., 18, 1402 (1973).

17. L.Aldea, F.Bečvář, J.Honzátko, S.Pospíšil, S.A.Telezhnikov.
Czech.J.Phys., B27, 1002 (1977).
18. Л.Алдеа, Ф.Бечварж, Я.Гонзатко, Т.Стадников, С.А.Тележников.
Избранные вопросы структуры ядра, т.1, ОИЯИ, Д-9682, Дубна,
стр. 116 (1976).
19. Р.Дуран, Л.А.Малов. Сообщение ОИЯИ, Р4-11673, Дубна, 1978.
20. Ф.Бечварж, Я.Гонзатко, М.Кралик, Нгуен Данг Ноан, Т.Стадников,
С.А.Тележников. Сообщение ОИЯИ Р3-12516, Дубна, 1979.
21. Ф.Бечварж, Я.Гонзатко, З.Косина, М.Кэллер, С.А.Тележников,
Я.Чех. Сообщение ОИЯИ Б1-13-11351, Дубна, 1977.
22. Ф.Бечварж, Я.Гонзатко, З.Косина, М.Кэллер, С.А.Тележников,
Я.Чех. Сообщение ОИЯИ Б1-13-11352, Дубна, 1977.
23. F.Bečvář. Nucl.Instr.Meth., 63, 591 (1979).
24. F.Bečvář, R.E.Chrien, O.A.Wasson. Nucl.Phys., A236, 198 (1974).
25. W.P.Poenitz. Zeit.Phys., 197, 262 (1966).
26. Е.П.Григорьев, В.Г.Соловьев. Структура четных деформированных
ядер. Наука, Москва, 1974.
27. M.M.Minor. Nucl.Data Sheets, 10, 515 (1973).
28. L.R.Greenwood. Nucl.Data Sheets, 11, 585 (1974).
29. R.E.Chrien. Brookhaven National Laboratory Report BNL-26959 (1979).
30. R.A.O'Neil, D.G.Burke. Nucl.Phys., A182, 342 (1972).
31. C.W.Reich, R.C.Greenwood, R.A.Locken. Nucl.Phys., A228, 365 (1974).
32. W.Stoffl, T.von Egidy, K.Schreckenbach, D.D.Warner, H.Borner.
Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy (ed.R.E.Chrien, W.R.Kane),
Plenum, N.Y., p.769 (1979).
33. J.Glatz. Zeit.Phys., 265, 335 (1973).

Подписи к рисункам

- Рис. 1. Зависимость $\Gamma_{\lambda\gamma f}/E_{\gamma}^5$ от $g\Gamma_{\lambda n}^0$ для набора γ -переходов, соответствующих образцу № 4 табл. I.
Величина g - спиновый фактор и E_{γ} - энергия γ -лучей.
- Рис. 2. Сопоставление распределения величины R , полученного методом Монте Карло, с экспериментальным значением $R_{\text{эксп}}$ для набора γ -переходов, соответствующих образцу № 4 табл. I.
- Рис. 3. Сопоставление распределения величины R с экспериментальным значением $R_{\text{эксп}}$ для переходов на уровни полосы $p402 \uparrow + n510 \uparrow$.

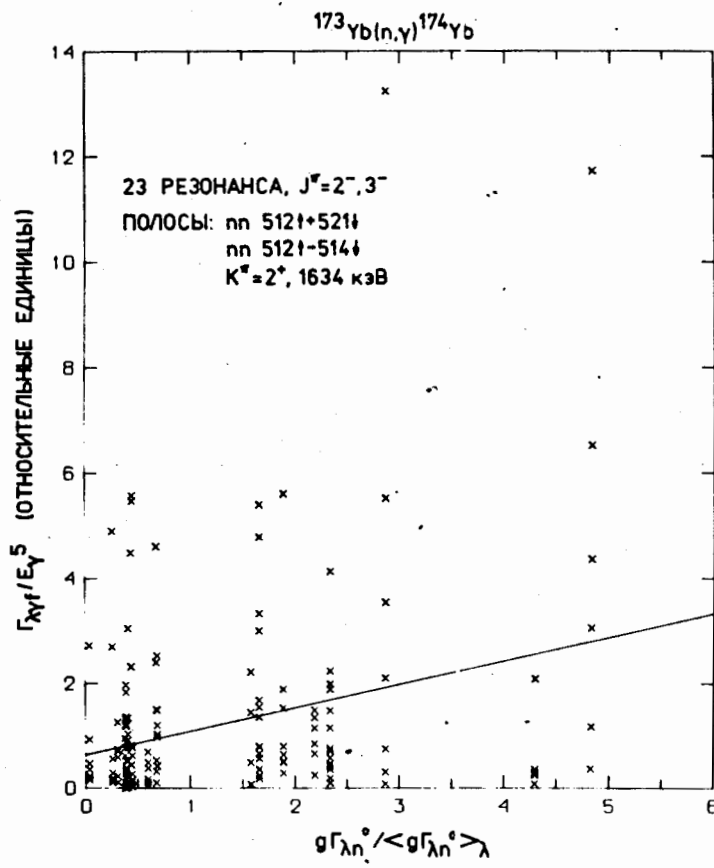


РИС. 1

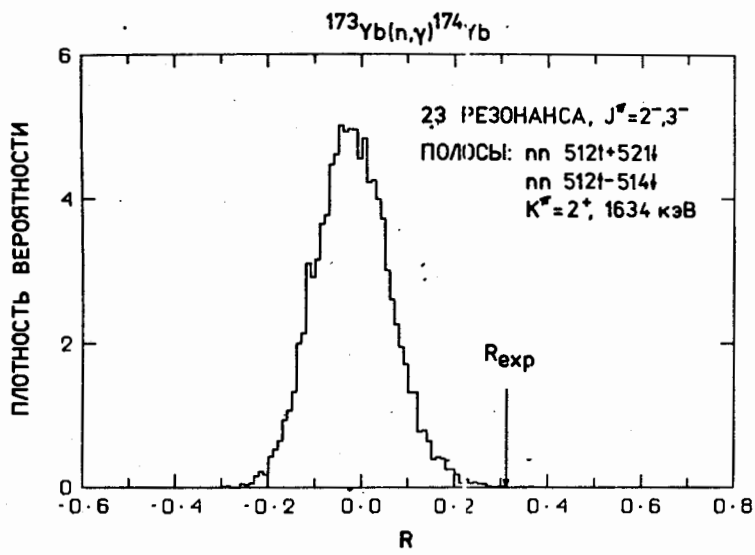


РИС. 2

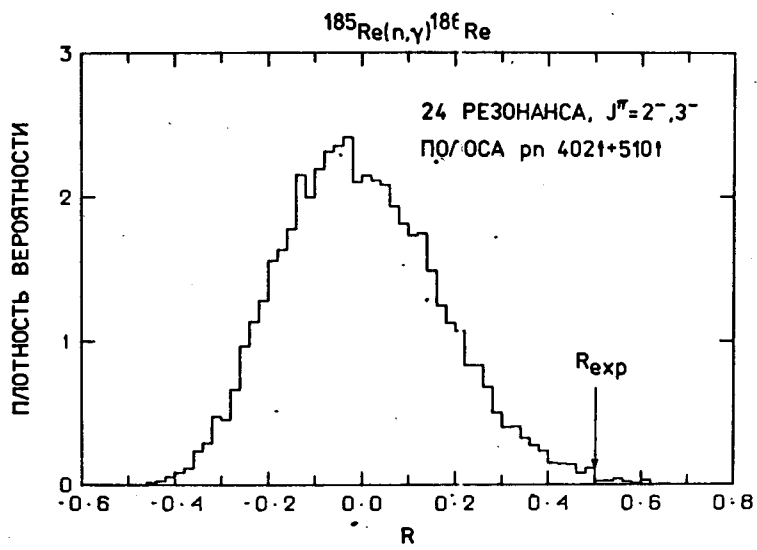


РИС. 3