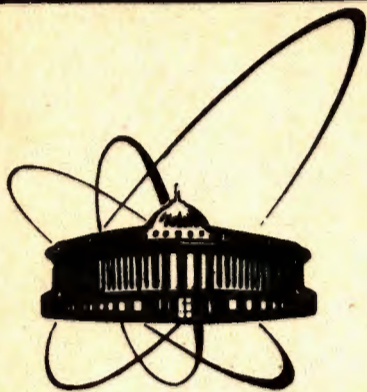


92-245



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P3-92-245

**Э.В.Васильева, А.В.Войнов, В.Д.Кулик,
Ю.П.Попов, А.М.Суховой, В.А.Хитров,
Ю.В.Хольнов, В.Н.Шилин**

**МЕТОДИКА АНАЛИЗА
НЕСТАТИСТИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ
РАДИАЦИОННОЙ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ
ПРИ ЗАХВАТЕ
ТЕПЛОВЫХ И РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1992

1. Введение

Изучение [1] каскадов из двух γ -переходов из компаунд-состояния сложного (в первую очередь, тяжелого деформированного) ядра позволило получить детальную информацию [2] об этом процессе в диапазоне возбуждения, практически равном энергии связи нейтрона. Новые возможности привели к существенно новым результатам. И основной вывод вполне однозначен: радиационные ширины двух последовательно испущенных переходов зависят от структуры исходного [3], промежуточного [4] и конечного уровней [5], возбуждаемых каскадом. Не вызывает сомнения и тот факт, что эта зависимость не является глобальной и одинаковой для всех возможных первичных и вторичных γ -переходов. Анализ связи интенсивности каскадов с приведенными нейтронными ширинами Γ_n^0 компаунд-состояний [3] приводит к заключению (хотя, скорее, качественному, чем количественному), что корреляция радиационных ширин $\Gamma_{\lambda t}$ первичных переходов и Γ_n^0 для четно-нечетных составных ядер области 4s-максимума нейтронной силовой функции наблюдается для такой части переходов, суммарная интенсивность которых определяет приблизительно половину полной радиационной ширины компаунд-состояния Γ_γ . Этот вывод не противоречит общепринятому предположению о применимости статистической теории γ -распада к полному набору парциальных ширин первичных переходов радиационного захвата нейтронов, поскольку явные отклонения от ее предсказаний наблюдаются только для части изучаемых величин. В полном статистическом ансамбле, вероятно, происходит не только и не столько усреднение подобных зависимостей [3], но, скорее, их компенсация за счет того, что матричные элементы γ -переходов (см., например, [4]) зависят от различных компонент волновых функций связываемых γ -переходом состояний. Так, положительная корреляция интенсивности каскадов (т.е. суммы парциальных ширин части первичных переходов) и Γ_n^0 компаунд-состояния [3] приводит к росту интенсивности тех каскадов в четно-нечетных ядрах, которые связывают состояния с большой (относительно) одноквазичастичной компонентой волновой функции

распадающегося и возбуждаемого уровня. Если же ширина Γ_n^0 компаунд-состояния мала (мал вес одноквазичастичной компоненты в структуре нейтронного резонанса [6]), то из факта практического постоянства Γ_γ для резонансов с очень отличающимися значениями Γ_n^0 , вероятно, следует, что достаточно интенсивные каскады идут между уровнями, в структуре волновой функции которых (и соответственно, в величине матричного элемента перехода) играют заметную роль более сложные компоненты. Обычный статистический подход к анализу экспериментальных данных эти тонкости не учитывает.

Из этого качественного заключения, основанного как на экспериментальных данных [3], так и на теоретическом анализе [6] следует существенное заключение: для выявления факторов, определяющих процесс γ -распада, необходимы более детальное и конкретное изучение и анализ экспериментальных данных, нежели предполагают статистическая теория γ -распада и методики, ее реализующие.

При детальном анализе процесса γ -распада прежде всего требуется отказаться от усреднения радиационных ширин по любым возбуждаемым уровням и попытаться найти зависимость этих ширин от структуры конечного уровня. Факт наличия такой зависимости от структуры конечного уровня каскада достаточно ясно продемонстрирован для четно-нечетных состояний ядер области 4s-резонанса нейтронной силовой функции [2]. А именно: интенсивность каскадов на конечные одноквазичастичные уровни (основная компонента волновой функции которых - одночастичные нейтронные состояния [521]↑ или [510]↓), усредненная по всем промежуточным уровням в диапазоне энергии связи нейтрона, превышает предсказываемую по статистической теории γ -распада минимум в 2 раза. Подобное усиление не наблюдается для других конечных уровней каскадов (обычно с более сложной многокомпонентной волновой функцией). Изучение закономерностей фрагментации силы простых состояний по ряду высоколежащих уровней ядра [7] показывают, что подобное усиление парциальных ширин переходов должно наблюдаться (и наблюдается [4]) при сравнительно больших энергиях возбуждения ядра, например, 2 - 3 МэВ.

Локальное усиление интенсивности каскадов при различных энергиях возбуждения, как следует, например, из квазичастично-фононной модели ядра, может наблюдаться для фрагментации не только одноквазичастичных, но и двухквазичастичных состояний. Иллюстрацией этого представления служит рис.1, где приведены наблюдаемые в эксперименте интенсивности наиболее сильных каскадов, связывающих компаунд-состояние $^{174}\text{U}^b$ и первый его возбужденный уровень.

Здесь можно выделить по крайней мере пять групп каскадов, промежуточные уровни которых сконцентрированы в узком интервале энергий возбуждений, а группы отстают друг от друга на приблизительно одинаковое расстояние $\Delta E \approx 500$ кэВ. Разумеется, подобная картина могла реализоваться

а) либо случайно;

б) либо из-за зависимости интенсивности каскада $i_{\gamma\gamma} = (\Gamma_{\lambda t} / \Gamma_\lambda) (\Gamma_{t f} / \Gamma_t)$ не только от парциальной ширины $\Gamma_{\lambda t}$ первичного перехода, но и от ширины $\Gamma_{t f}$ - вторичного.

Перечисленное выше обуславливает задачу дальнейшего анализа экспериментальных данных для выявления как неслучайных отклонений парциальных ширин от монотонной статистической зависимости, так и факторов, такую зависимость определяющих.

Изучение зависимости интенсивности каскадов от различных факторов в четно-нечетных составных ядрах [2-4] прямо указывает на важную роль влияния структуры достаточно высоколежащих состояний на интенсивность каскада, и, в частности, на парциальную ширину $\Gamma_{\lambda t}$ его первичного перехода. Близкие значения полных радиационных ширин нейтронных резонансов в ядрах с различным числом нейтронов свидетельствуют о наличии общих закономерностей, определяющих γ -распад как четно-нечетных, так и, например, четно-четных ядер. Это и поставило перед нами задачу поиска связи парциальной радиационной ширины перехода и структуры возбуждаемого им уровня также и для четно-четных составных ядер.

Прямое экспериментальное изучение [1,2] основной массы

интенсивности (например, 80–90 % от суммы $\Gamma_{\gamma} = \sum_t \Gamma_{\lambda t}$) возможно и в четно-четных деформированных ядрах. Но, как показывает опыт наших исследований, для этого требуются мультidetекторные системы с относительной эффективностью Ge(Li) - детекторов до 50% вместо используемых нами десятипроцентных.

"Структурный" эффект большого масштаба наблюдается не только в ^{174}Yb (см. рис.1), но и в каскадном γ -распаде ^{158}Gd [8]. В последнем случае каскады с первичными переходами в интервале их энергий 2–3 МэВ усилены относительно расчета по общепринятым модельным представлениям в среднем в 5–6 раз.

К сожалению, перечисленные выше эксперименты выполнены только при захвате тепловых нейтронов (каскадный γ -распад нейтронных резонансов до сих пор не изучается).

Было бы целесообразно сопоставить между собой интенсивности первичных γ -переходов, соответствующие возбуждению различных компаунд-состояний. Для этого ниже анализируются экспериментальные данные по первичным переходам в ядрах ^{174}Yb , ^{168}Er , ^{178}Hf при захвате тепловых нейтронов и нейтронов с энергией $E_n = 2$ кэВ [9–12]. Эти ядра выбраны постольку, поскольку они находятся в области 4s-максимума нейтронной силовой функции и хорошо исследованы с помощью (n, γ)-реакции, а анализ как первичных [13–14], так и каскадных [5, 15] γ -переходов указывает на нестатистическое поведение первичных переходов в этих ядрах.

В данной работе демонстрируется следующее: во-первых, распределение интенсивностей γ -переходов, усредненных по интервалу 100 кэВ, как для тепловых, так и для резонансных нейтронов имеет четко выраженную структуру, во-вторых, имеет место достаточно хорошая корреляция положения максимумов этих структур (рис. 2–4). Неслучайный характер такой структуры можно попытаться доказать с помощью анализа корреляции интенсивностей первичных переходов при захвате тепловых нейтронов и нейтронов с усреднением по резонансам со средней энергией $E_n = 2$ кэВ. Наличие положительной корреляции в этом случае будет свидетельствовать о присутствии нестатистических механизмов, ответственных за возникновение подобных структур.

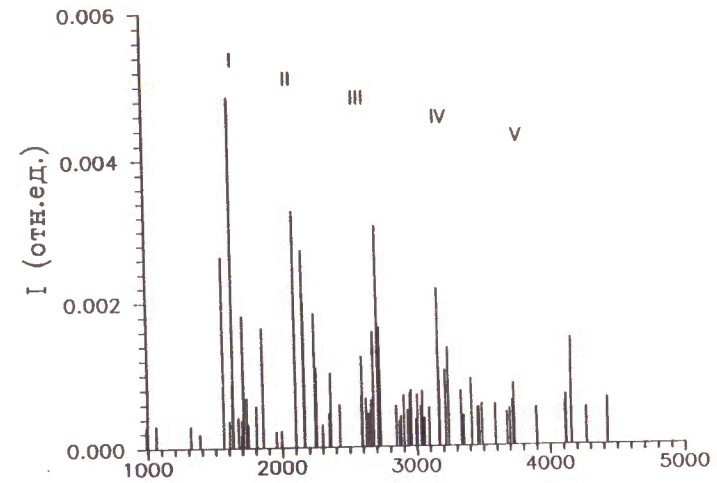


Рис.1. Распределение экспериментальных интенсивностей двух квантовых γ -каскадов, заселяющих первое возбужденное состояние ядра ^{174}Yb , для различной энергии E возбуждения. Вероятные группы усиленных каскадов помечены римскими цифрами

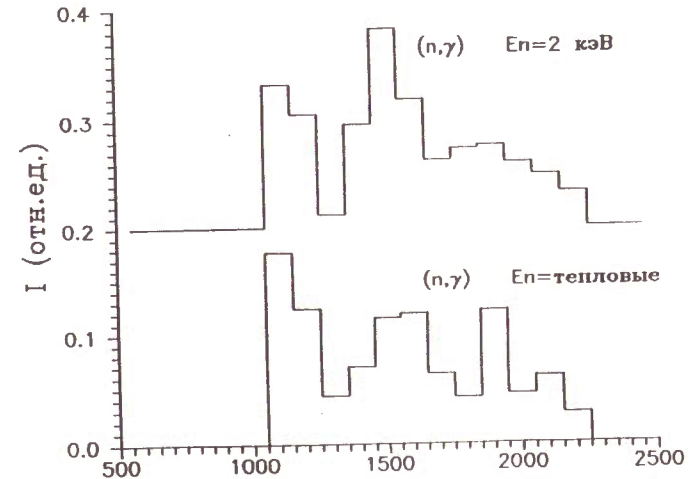


Рис.2. Распределение усредненной по интервалу 100 кэВ наблюдаемой интенсивности первичных переходов для ядра ^{168}Er

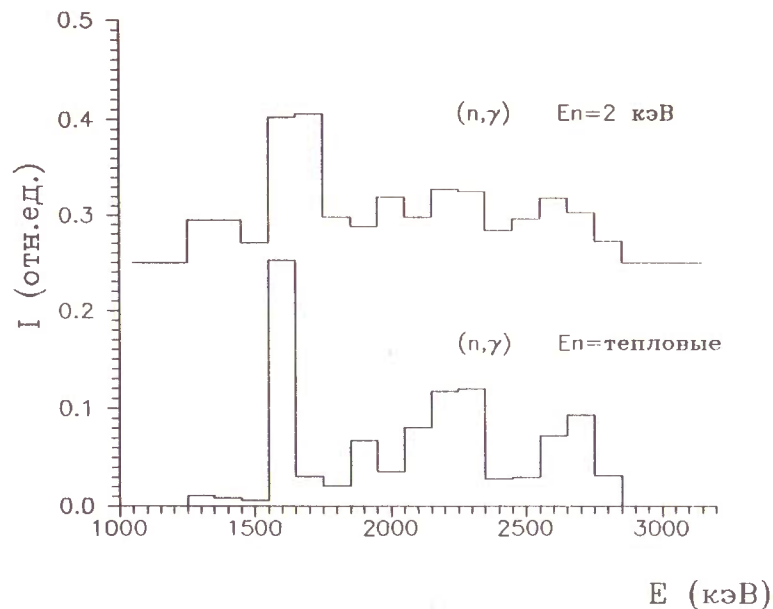


Рис. 3 То же самое, как на рис. 2, для ^{174}Yb

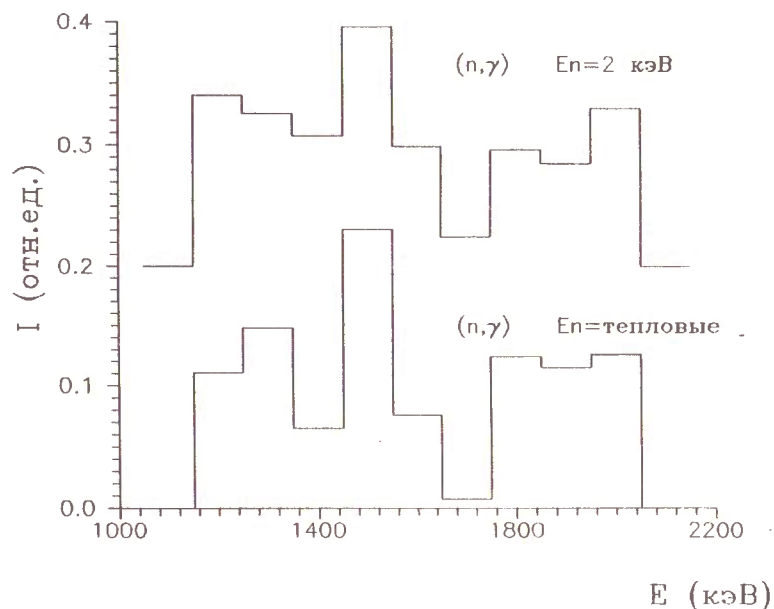


Рис. 4 То же самое, как на рис. 2, для ^{178}Hf

2. Методика анализа корреляций интенсивностей первичных

γ -переходов

Обозначим $I_{\text{теп},i}^{\text{экс}}$, $i=1 \dots N_{\text{теп}}^{\text{экс}}$ - экспериментальный набор интенсивностей первичных γ -переходов для случая теплового захвата нейтронов, $E_{\text{теп},i}^{\text{экс}}$ - соответствующие энергии уровней ядра, заселяемые этими переходами, $N_{\text{теп}}^{\text{экс}}$ - количество идентифицированных в эксперименте переходов. Соответственно для энергии нейтронов $E_n=2$ кэВ набор первичных переходов будет характеризоваться параметрами - $I_{\text{рез},j}^{\text{экс}}$, $E_{\text{рез},j}^{\text{экс}}$, $N_{\text{рез},j}^{\text{экс}}$. Далее, для вычисления экспериментального значения коэффициента корреляции $R^{\text{экс}}$ отбирались $N^{\text{экс}}$ переходов, заселяющих одни и те же уровни ядра.

Объем экспериментальных выборок и "вес" данных при изучении захвата тепловых и резонансных нейтронов не может быть одинаков:

а) из-за сильных портер-томазовских флуктуаций интенсивностей первичных переходов, характерных для захвата тепловых нейтронов;

б) из-за возможности заселения конечных состояний дипольными переходами при захвате нейтронов с энергиями $E_n=2$ кэВ как из одной, так и из двух групп резонансов со спинами $J+1/2$ и $J-1/2$ в зависимости от спина возбуждаемого уровня;

в) из-за случайной смеси спиновых каналов в компаунд-состоянии, возбуждаемом при захвате тепловых нейтронов в заданном ядре-мишени.

Поэтому интервал возбуждаемых состояний, включенный в анализ, ограничивается объемом "минимальной" выборки. Другими словами, экспериментальные данные, полученные, например (рис. 2), при захвате тепловых нейтронов для возбужденных состояний $E > 2.25$ МэВ, не включались в анализ. Около 5% от оставшихся переходов также были исключены из рассмотрения, так как они имели малую интенсивность в одном из наборов данных и отсутствовали в другом. Не исключено, что они могут соответствовать фоновым γ -переходам, либо переходам мультипольности $E2$. Существенно, что при захвате нейтронов с

энергией 2 кэВ состояния со спином $J \pm 1/2$ заселяются в среднем в два раза более часто, чем состояния со спином $J \pm 3/2$. Отсутствие детальной и надежной информации о спинах и четностях низколежащих уровней требует, чтобы корреляционный анализ был выполнен по методике, учитывающей эти проблемы.

Обычно [13,14] корреляционный анализ выполняется в предположении, что энергетическая зависимость анализируемых величин известна из каких-либо данных и может быть устранена их соответствующей перенормировкой. Более общий способ анализа - это статистический анализ временных рядов [16]. Применяя этот способ к рассматриваемому нами случаю, отметим, что корреляция между двумя случайными функциями (в данном случае - $I_{\text{теп},1}^{\text{экс}}(E_1^{\text{экс}})$ и $I_{\text{рез},j}^{\text{экс}}(E_j^{\text{экс}})$) может быть обусловлена: во-первых, трендовыми (плавными) компонентами функций, во-вторых, остаточными флуктуациями значений этих функций около тренда. Нас далее будет интересовать корреляция, связанная с остаточными колебаниями $I_{\text{теп},1}^{\text{экс}}$ и $I_{\text{рез},j}^{\text{экс}}$ около тренда, т.к. именно эти колебания обуславливают возникновение структуры в экспериментальных зависимостях интенсивностей первичных переходов. С физической точки зрения под трендовыми компонентами будем понимать компоненты, связанные с энергетической зависимостью парциальных ширин переходов, плюс компоненты, возникающие вследствие пропуска слабых переходов из-за фоновых условий эксперимента. Последнее обстоятельство приводит к увеличению средних интенсивностей идентифицируемых в эксперименте переходов. Флуктуационная часть будет содержать случайную компоненту, определяемую портер-томасовскими флуктуациями приведенных ширин первичных переходов, и детерминированную компоненту, возникающую вследствие присутствия переходов с разными мультипольностями, а также вследствие неодинакового вклада в полную радиационную ширину резонансов с разными спинами для четно-четных ядер при захвате тепловых нейтронов. Вклад резонансов с $J+1/2$ в сечение захвата тепловых нейтронов изменяется от 67% для ^{168}Er до 40% в ^{178}Hf , и, нужно отметить, в первом приближении соответствует вкладу резонансов с $J+1/2$ в полное сечение захвата нейтронов с

энергией 2 кэВ. Во флуктуационную часть будет также входить и предполагаемая детерминированная компонента, связанная с влиянием структуры отдельных уровней на приведенные ширины первичных переходов.

Из данных рис.2-4 видно, что трендовую компоненту в экспериментальных наборах $I_1(E_1)_{\text{теп}}^{\text{экс}}$ и $I_j(E_j)_{\text{рез}}^{\text{экс}}$ можно в первом приближении описать полиномом 2-й степени. Тогда коэффициент корреляции определим в виде:

$$R^{\text{экс}} = \text{corr}(\tilde{I}_{\text{теп},1}^{\text{экс}}, \tilde{I}_{\text{рез},j}^{\text{экс}}), \quad (1)$$

где

$$\tilde{I}_{\text{теп},1}^{\text{экс}} = I_{\text{теп},1}^{\text{экс}} - (A_1 + B_1 E_{\text{теп},1}^{\text{экс}} + C_1 (E_{\text{теп},1}^{\text{экс}})^2),$$

$$\tilde{I}_{\text{рез},j}^{\text{экс}} = I_{\text{рез},j}^{\text{экс}} - (A_2 + B_2 E_{\text{рез},j}^{\text{экс}} + C_2 (E_{\text{рез},j}^{\text{экс}})^2),$$

$A_1, B_1, C_1, A_2, B_2, C_2$ - коэффициенты полинома 2-й степени, проведенного методом наименьших квадратов по соответствующим экспериментальным функциям $I_1(E_1)_{\text{теп}}^{\text{экс}}$ и $I_j(E_j)_{\text{рез}}^{\text{экс}}$.

Для определения статистической достоверности $R^{\text{экс}}$ использовался метод статистических испытаний, с помощью которого генерировались соответствующие случайные наборы интенсивностей $I_{\text{теп},1}^{\text{сл}}$ и $I_{\text{рез},j}^{\text{сл}}$ с последующим вычислением случайного значения коэффициента корреляции $R^{\text{сл}}$ по описанной выше схеме.

Механизм генерации случайных наборов интенсивностей зависел от того, насколько полно известны спины и четности заселяемых уровней в случае захвата тепловых и резонансных нейтронов. В зависимости от этого использовались различные методики получения случайных наборов интенсивностей первичных переходов.

а) Случай полной информации о спинах и четностях заселяемых уровней (методика 1).

В этом случае наборы интенсивностей генерировались для фиксированных значений энергий уровней $E_1^{\text{экс}}$ с известными значениями J^π . Случайное значение интенсивности для каждого перехода рассчитывалось по формуле:

$$I_1^{СЛ} = \bar{I}_1(E_1^{ЭКС}, J^П) r_1, \quad i=1..N^{ЭКС}, \quad (2)$$

где r_1 - случайная величина, подчиненная распределению Портера-Томаса с 1-й степенью свободы для захвата тепловых нейтронов и с ν степенями свободы при моделировании интенсивностей γ -переходов, усредненных по ν резонансам для случая захвата нейтронов с энергией $E_n=2$ кэВ, $\bar{I}_1(E_1^{ЭКС}, J^П)$ - среднее расчетное значение интенсивности первичного перехода на заданный i -й уровень ядра. Энергетическая зависимость $E1$ переходов определялась при этом моделью гигантского дипольного резонанса, $M1$ и $E2$ переходов - моделью Вайскопфа.

б) Случай отсутствия информации о спинах и четностях заселяемых уровней (методика 2).

Такой случай имеет место, в основном, при исследовании области возбуждения ядра ≥ 2 МэВ. Поэтому при моделировании интенсивностей переходов в этом случае, в дополнение ко всему, нельзя не учитывать фоновых условий эксперимента, которые сильно ограничивают количество идентифицированных γ -переходов.

В этой ситуации для всего исследуемого энергетического диапазона первичных переходов использовался модельный расчет. На первом этапе вычислялось случайное значение интенсивности $I_1^{СЛ}$ первичных переходов для всех заселяемых ими уровней со всеми возможными $J^П$ при условии учета только $E1$, $M1$ и $E2$ переходов по перечисленным выше моделям. Плотность уровней рассчитывалась по модели ферми-газа с "обратным смещением". Расстояния между уровнями с определенными значениями $J^П$ также считались случайными величинами, подчиненными распределению Пуассона (см., например, [17]). Фоновые условия моделировались в виде некоторого порога по интенсивности, ниже которого определение параметров γ -перехода становится невозможным. Вследствие этого в случайные наборы $I_{теп,1}^{СЛ}$ и $I_{рез,1}^{СЛ}$ попадали переходы со значениями $I_1^{СЛ}$, большими некоторого порогового значения при соответствующей энергии перехода. Имеющиеся экспериментальные

данные об интенсивности переходов в рассматриваемом интервале энергии возбуждения ядра допускают использование простейшей пороговой функции:

$$I_{пор}(E) = \alpha E + \beta, \quad (3)$$

где E - энергия первичного перехода. Коэффициенты α и β подгонялись таким образом, чтобы число экспериментальных переходов из соответствующих наборов $I_1(E)_{теп}^{ЭКС}$ и $I_1(E)_{рез}^{ЭКС}$ равнялось бы числу модельных переходов с $I_1^{СЛ}(E) \geq I_{пор}(E)$ для каждого интервала энергии первичного перехода. Пример результата подгонки коэффициентов пороговой функции (3) для ядра ^{168}Er в случае захвата тепловых нейтронов показан на рис. 5.

Таким образом генерировались случайные наборы $I_{теп,1}^{СЛ}$, $E_{теп,1}^{СЛ}$, $N_{теп,1}^{СЛ}$ и $I_{рез,1}^{СЛ}$, $E_{рез,1}^{СЛ}$, $N_{рез,1}^{СЛ}$, где, в отличие от методики 1, все три величины, характеризующие каждый набор, являются случайными.

3. Результаты корреляционного анализа

Для определения статистической достоверности экспериментального значения коэффициента корреляции $R^{ЭКС}$ для каждого ядра генерировалась 1000 пар случайных наборов интенсивностей первичных переходов $I_{теп,1}^{СЛ}$ и $I_{рез,1}^{СЛ}$. При этом для ядер ^{168}Er и ^{178}Hf использовалась методика 1, для ядра ^{174}Yb - методика 2, т.к. для последнего ядра в исследуемом диапазоне значений $E_1^{ЭКС}$ (до 2.8 МэВ) информация о спинах и четностях заселяемых уровней отсутствует. Ограничение исследуемого диапазона энергии возбуждения заселяемых уровней значением 2.8 МэВ для ядра ^{174}Yb объясняется ограниченными возможностями пороговой функции (3) при моделировании соответствующего количества первичных переходов в широком энергетическом диапазоне. Для оценки количества резонансов, возбуждаемых при захвате нейтронов с $E_n=2$ кэВ, были использованы экспериментальные данные по средним значениям расстояний между резонансами в ядрах [18], при этом энергетический диапазон возбуждения ядра в области усредненных резонансов принимался равным 0.7 кэВ. Полученные

таким образом оценки имели следующие значения: для ^{174}Yb – 90 резонансов, для ^{168}Er – 190 резонансов, для ^{178}Hf – 240 резонансов. На рис.6 показано полученное после моделирования распределение случайных значений коэффициента корреляции $R^{\text{сл}}$, полученное для ядра ^{174}Yb . Смещение среднего значения коэффициента корреляции \bar{R} в положительную сторону объясняется присутствием в модельных наборах детерминированной компоненты, связанной с разницей средних значений интенсивностей первичных переходов из-за перечисленных выше причин. Экспериментальные значения коэффициента корреляции $R^{\text{экс}}$, расчетные средние значения коэффициента \bar{R} и значения статистических достоверностей P экспериментального коэффициента $R^{\text{экс}}$ для всех исследуемых ядер сведены в таблицу 1. Для ядер ^{168}Er и ^{178}Hf представлены значения P , полученные как по методике 1, так и по методике 2. Найденные для ядер ^{174}Yb и ^{168}Er высокие значения статистических достоверностей P позволяют констатировать наличие положительной корреляции интенсивностей первичных γ -переходов для случая захвата тепловых нейтронов и захвата нейтронов с $E_n=2$ кэВ. Для ядра ^{178}Hf однозначного вывода о наличии корреляции на основе приведенных результатов сделать пока нельзя.

Таблица 1. $N^{\text{экс}}$ – количество экспериментальных переходов, заселяющих одни и те же состояния в случае захвата тепловых и резонансных нейтронов; $R^{\text{экс}}$ – экспериментальное значение коэффициента корреляции; \bar{R} – среднее расчетное значение коэффициента корреляции; P – статистическая достоверность $R^{\text{экс}}$.

	^{174}Yb	^{168}Er	^{178}Hf
$N^{\text{экс}}$	42	45	27
$R^{\text{экс}}$	0.61	0.75	0.54
\bar{R} методика 1	-	0.27	0.30
P - " -		> 0.99	0.93
\bar{R} методика 2	0.29	0.32	0.36
P - " -	0.96	0.99	0.80

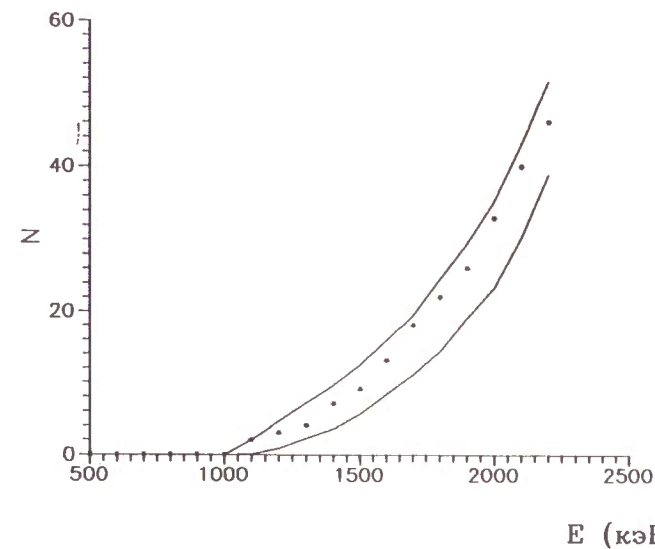


Рис.5 Нарастающая сумма числа уровней в интервале 1100– 2250 кэВ для ядра ^{168}Er . Точки – эксперимент, линии – статистический коридор, соответствующий двум стандартным отклонениям расчетных значений числа уровней, полученных методом статистических испытаний с использованием пороговой функции (3)

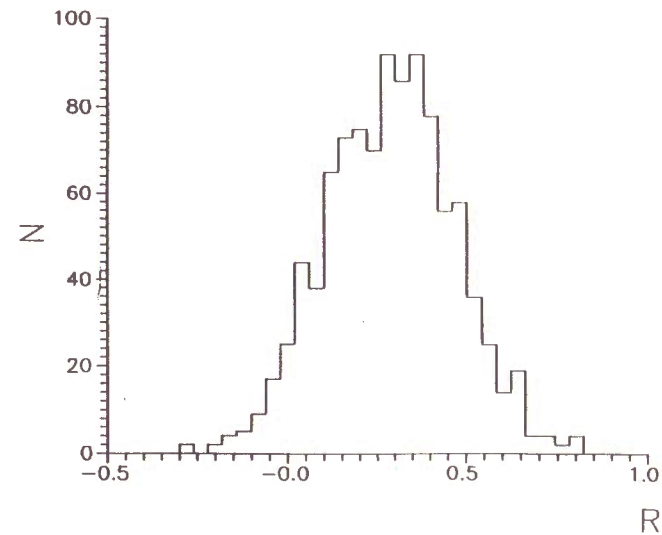


Рис.6 Распределение случайного значения коэффициента корреляции, полученного методом статистических испытаний для ядра ^{174}Yb . (методика 2)

4. Обсуждение результатов корреляционного анализа
 Высокие значения статистических достоверностей $R^{\text{ЭКС}}$ для ядер ^{174}Yb и ^{168}Er позволяют говорить о нестатистическом характере структуры в распределениях интенсивностей первичных переходов, показанных на рис. 2, 3. Это означает, что волновая функция компаунд-состояний, возбуждаемых как при захвате тепловых нейтронов, так и при захвате нейтронов с $E_n=2$ кэВ, имеет общую компоненту, обуславливающую усиление части первичных переходов, и, как следствие этого, ширины первичных переходов на выявленные в эксперименте конечные состояния зависят от деталей их структуры, а не только от среднего значения радиационной силовой функции.

Для ^{168}Er и ^{174}Yb эти выводы вполне соответствуют выводам авторов работ [13, 14], изучавших корреляции между ширинами первичных переходов $\Gamma_{\lambda t}$ и относительной величиной двухквaziчастичных компонент в волновых функциях компаунд-состояний (приведенная нейтронная ширина Γ_n^0) и возбуждаемого уровня (спектроскопический фактор (d, p) -реакции).

Отсутствие определенного заключения для ^{178}Hf может быть следствием как ограниченного объема выборки, включенного в анализ, так и зависимостью наблюдаемых эффектов от положения одночастичных состояний деформированного потенциала, связанных с $3p$ - нейтронной оболочкой (определяющих величину наблюдаемых эффектов [1, 2]).

Полученные нами результаты позволяют предполагать, что влияния структуры распадающихся состояний ($4s$ -максимума нейтронной силовой функции) на ширины $\Gamma_{\lambda t}$ первичных переходов следует ожидать для всех подобных ядер при изучении захвата нейтронов в "усредненных" резонансах (например, $E_n=2$ кэВ). Значительное усиление перехода "компаунд-состояние" ^{144}Nd - уровень 4_1^+ объяснено авторами [19] именно структурными особенностями уровней, связанных этим переходом. Эффект заметного усиления части ширин первичных переходов для большой группы ядер области $4s$ -резонанса прямо наблюдался в [20] в заметном уменьшении эффективного числа каскадов γ -переходов, которыми заселяются их низколежащие уровни.

Таким образом, накопленный к настоящему времени объем

экспериментальных данных требует более детального и конкретного их анализа, чем предполагает общепринятый статистический подход.

Литература.

1. Бонева С.Т. и др. - ЭЧАЯ, 1991, т.22, с.479.
2. Бонева С.Т. и др. - ЭЧАЯ, 1991, т.22, с.1433.
3. Boneva S.T. et al. - Z.Phys., 1988, A330, p.153.
4. Бонева С.Т. и др. - ЯФ, 1989, т.49, с.944.
5. Богдзель А.А. и др. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1987, т.51, с.1923.
6. Соловьев В.Г. - ЭЧАЯ, 1972, т.3, с.770.
7. Малов Л.А., Соловьев В.Г. - ЯФ, 1977, т.26, с.723.
8. Ali M.A. et al. - JINR, E3-91-428, Dubna, 1991.
9. Greenwood R.G., Reich C.W. - Phys.Rev., 1981, v.23, p.153.
10. Nuclear Data Sheets, 1988, v.53, p.223.
11. Davidson W.F. et al. - J.Phys G. (London), 1981, G7, p.455.
12. Hague A.M.I. et al. - Nucl.Phys., 1986, A455, p.231.
13. Mughabghab S.F., Chrien R.E. - Nonstatistical effects in neutron capture - In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy (Ed. by Chrien R.E and Kane W.R) - New York, Plenum Press, 1979, p.265.
14. Aldea L. et al. - Proceedings of International Conference of Selected Topics in Nuclear Structure (15-19 June, 1976, Dubna Vol.1, p.116. D9682).
15. Васильева Э.В. и др. - ЯФ, 1986, т.44, с.857.
16. Юл Дж.Эдни, Кендел М. Дж. - Теория статистики. М.: Госстатиздат ЦСУ СССР, 1960.
17. Shriner J.F., Jr., Mitchel G.E. and T.von Egidy. - Z.Phys., 1991, A338, p.309.
18. Соколов Ю.В. - Плотность уровней атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1990.
19. Кнатько В.А., Шиманович Е.А. - Ядерная спектроскопия и структура ядра. Тезисы 38-го совещания. Л.: Наука, 1988, с. 95.
20. Khitrov V.A. et al. - In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, 1979, v.9, Plenum Press, p.655.

Рукопись поступила в издательский отдел

9 июня 1992 года,