

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

99-203

P3-99-203

Э.В.Васильева, А.М.Суховой, В.А.Хитров

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ,
ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ КАСКАДНЫЙ γ -РАСПАД
КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР.

Наиболее вероятная энергетическая зависимость суммы
радиационных силовых функций дипольных переходов
для $0,52 \text{ МэВ} \leq E_\gamma < B_n$

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1999

Васильева Э.В., Суховой А.М., Хитров В.А.
 Экспериментальная оценка параметров,
 определяющих каскадный γ -распад компаунд-состояний тяжелых ядер.
 Наиболее вероятная энергетическая зависимость суммы радиационных
 силовых функций дипольных переходов для $0,52 \text{ МэВ} \leq E_\gamma < B_n$

Анализ интенсивностей двухквантовых каскадов в группе ядер области масс $114 \leq A \leq 200$ позволил определить интервалы наиболее вероятных значений плотности возбуждаемых при захвате теплового нейтрона уровней и суммы силовых функций первичных $E1$ - и $M1$ -переходов практически во всем диапазоне возбуждений ниже B_n . Эти же данные одновременно точно воспроизводят экспериментальные величины полных радиационных ширин нейтронных s -резонансов исследованных ядер.

Получено, что модели силовых функций, претендующих на лучшее соответствие реальной ситуации, должны более детально учитывать структуру состояний, связываемых γ -переходом распада нейтронного резонанса. Наиболее простое качественное объяснение найденного вида энергетической зависимости как плотности уровней, так и силовых функций — изменение соотношения вклада квазичастичных и вибрационных компонент волновых функций возбуждаемых первичным переходом состояний. Оно следует из сопоставления представлений обобщенной модели сверхтекучего ядра с найденной величиной плотности уровней, из наблюдаемой гармоничности спектра промежуточных уровней наиболее интенсивных каскадов и факта заметного увеличения радиационных силовых функций по сравнению с предсказаниями существующих моделей.

Невозможность одновременного воспроизведения как полной радиационной ширины, так и интенсивности двухквантовых каскадов практически для всех деформированных ядер при этом полностью исключает возможность того, что ядро ниже энергии связи нейтрона может рассматриваться как система частиц невзаимодействующего ферми-газа.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И.М.Франка ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1999

Перевод авторов

Vasilieva E.V., Sukhovej A.M., Khitrov V.A. P3-99-203
 Experimental Estimates of the Parameters of the Cascade γ -Decay
 of Heavy Compound Nuclei.
 The Most Probable Energy Dependence of the Radiative Strength Functions of Dipole
 Transitions at $0.52 \text{ MeV} \leq E_\gamma < B_n$

An analysis of the intensities of the two-step γ -cascades in a large group of nuclei from the mass region $114 \leq A \leq 200$ allowed determination the probable level density excited after thermal neutron capture and sum of the radiative strength functions for the $E1$ and $M1$ primary transitions in the excitation energy range, practically, up to B_n . These data permits also reproducing experimental values of the total radiative widths of neutron resonances in nuclei under study.

The analysis showed that the strength function models pretending to better agreement with reality should provide more correct accounting for the structures of the states connected by the γ -transitions following the decay of neutron resonance. The simplest explanation of the observed energy dependence of both level density and strength functions is the change in the ratio of quasiparticle and vibrational components in wave functions of the states excited by the primary transitions. This follows from the notions of the generalized model of the superfluid nucleus, from the observed harmonicity in the excitation spectra of intermediate levels of the most intense cascades, and considerable enhancement of the radiative strength functions with respect to predictions of conventional models.

Impossibility of simultaneous reproduction of the total radiative widths and two-step cascade intensity testifies that, below the neutron binding energy, nucleus cannot be considered as a system of noninteracting Fermi-particles.

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

1 Введение

Основные параметры каскадного γ -распада высоковозбужденного состояния (нейтронного резонанса) ядра массы A с высокой плотностью уровней ρ - его полную радиационную ширину Γ_γ и спектр γ -излучения (в частности - интенсивность $I_{\gamma\gamma}$ каскадов из двух последовательно испущенных γ -переходов) можно описать, если определить в рамках каких-либо предположений как минимум:

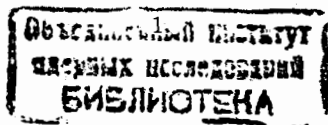
- а) среднюю плотность ρ возбужденных состояний с заданными значениями J^π ;
- б) среднюю вероятность Γ_{fs} испускания γ -перехода, связывающего произвольные состояния ядра f и s .

Указанные параметры должны быть либо определены экспериментально, либо заданы модельно в интервале энергии возбуждения, равном энергии связи нейтрона B_n с точностью, соответствующей потребной точности рассчитываемого параметра процесса γ -распада.

Поскольку экспериментальные значения Γ_γ и $I_{\gamma\gamma}$ в настоящее время определены в ряде ядер с погрешностью, не превышающей $\sim 10\%$, то возникает потребность в модельных данных для ρ и Γ_{fs} , имеющих не худшую точность. Как для расчета указанных параметров в неизученных экспериментально ядрах, так и для понимания деталей поведения ядерной материи в области ее возбуждений, где происходит принципиально важное изменение свойств ядерной материи. То есть там, где низколежащие уровни с простейшей структурой их волновых функций трансформируются в компаунд-состояния, для полного теоретического описания структуры которых требуется порядка $\sim 10^5 - 10^9$ компонент. Моделей ρ и Γ_{fs} , обеспечивающих указанную точность предсказания этих параметров ядра, в настоящее время реально не существует. Это понятно, так как до сих пор не было получено необходимых прямых экспериментальных данных о плотности возбужденных состояний в заданном интервале их энергий и квантовых чисел, а также - о ширинах соответствующих переходов в интервале возбуждений $\sim B_n$ с реальной точностью, соответствующей достигнутой в реакции (n, γ) точности определения ее измеряемых параметров.

Для получения таких данных изо всей области энергий возбуждения ниже B_n необходимо разрешить проблему выделения необходимой информации из полученных в эксперименте данных. Наибольшие возможности для этого представляет эксперимент, в котором определяются вероятности появления каскадов из двух последовательно испущенных γ -переходов, связывающих компаунд-состояние и заданный низколежащий уровень, и возбуждающих при этом промежуточные состояния ядра в заданном интервале их энергий.

Вероятность расматриваемого процесса определяется выражением, содержащим отношения ширин $\Gamma_{\lambda i}$ и Γ_{if} первичного и вторичного переходов к полным ширинам Γ_λ и Γ_i компаунд- и промежуточного состояний каскадов, общим числом m состояний ниже уровней λ и i , которые достаточно интенсивно в среднем возбуждаются при их распаде и величиной $n = \rho \times \Delta E$, соответствующей числу промежуточных уровней каскадов с заданным значением J^π в интервале ΔE . Если представить полные ширины Γ_λ в виде произведения средних парциальных ширин на число возбуждаемых при распаде состояний λ и i уровней



$$\Gamma_\lambda = \sum_i \Gamma_{\lambda i} \times n_{\lambda i}, \quad (1)$$

то интенсивность каскадов может быть выражена следующим образом:

$$I_{\gamma\gamma} = \sum_{J,\pi} (\Gamma_{\lambda i} / \Gamma_\lambda) \times n_i \times (\Gamma_{if} / \Gamma_i) = \sum_{J,\pi} (\Gamma_{\lambda i} / \langle \Gamma_{\lambda i} \rangle m_{\lambda i}) \times n_i \times (\Gamma_{if} / \langle \Gamma_{if} \rangle m_{if}). \quad (2)$$

Среднее значение $\langle \Gamma \rangle$ в этом выражении определяется как отношение полной ширины Γ распадающихся состояний λ или i к общему числу возбуждаемых при этом уровней $m_{\lambda i}$ или m_{if} . Суммирование по всему набору квантовых чисел промежуточных i , при необходимости, начального и конечных уровней каскадов выполнено здесь для сопоставления с экспериментальными данными.

Наиболее существенно, что в представлении (2) величина $I_{\gamma\gamma}$ обратно пропорциональна (качественно, не количественно) плотности возбужденных состояний изучаемого ядра и дополнительно определяется отношением парциальных ширин заданных переходов к их среднему (по всему возможному спектру) значению.

Именно это обстоятельство позволило [1] выделить сравнительно узкий интервал для вероятных значений ρ почти в 30 ядрах из области $114 \leq A \leq 200$ для некоторого набора довольно сильно различающихся представлений о силовых функциях переходов, формирующих изученные каскады. Достаточно большие вариации модельно заданных абсолютных значений парциальных ширин первичных и вторичных переходов каскадов при этом из-за их положительной корреляции в выражении (2) в анализе [1] приводят к относительно небольшой неопределенности найденного значения плотности уровней в широком интервале энергий возбуждения изучаемых ядер.

Важнейший результат, полученный в [1], заключается в том, что в интервале энергий возбуждения выше $\sim 0,5B_n$ энергетическая зависимость плотности уровней наилучшим образом воспроизводится в рамках обобщенной модели сверхтекучего ядра в ее раннем варианте [2]. А с учетом результатов анализа [3] - при энергиях возбуждения от 1-2 до 3-4 МэВ установлено, что плотность уровней сильно отклоняется от экспоненциальной экстраполяции [4], основанной на представлении о ядре как о системе частиц не взаимодействующего ферми-газа. При этом не исключено, что в этом интервале энергий ρ может даже иметь близкую к константе величину или даже несколько убывать с увеличением энергии возбуждения на ограниченном интервале энергий. Подчеркнем, что основную погрешность в результат [1] вносит неопределенность формы (но не абсолютного значения!) зависимости парциальных ширин от энергии как для первичного, так и для вторичного переходов каскада. Что естественно, поднимает вопрос о степени соответствия модельных представлений об этой величине ее реальному значению.

Дальнейшее развитие методики анализа экспериментальной информации об интенсивностях каскадов, связывающих уровень ядра, возбуждаемый при захвате медленного нейтрона, с рядом его низколежащих состояний позволило найти возможность получать из этих данных как плотность уровней, так и силовые функции

$$f = \langle \Gamma_{\lambda i} \rangle / (E_\gamma^3 \times A^{2/3} \times D_\lambda) \quad (3)$$

для каскадных переходов одновременно. Методика анализа и информация об определенной таким образом плотности состояний ядер, наиболее сложных для анализа, описана в первой части этой работы [5]. Здесь же анализируются полученные данные о сумме силовых функций E1- и M1-переходов, значения которых совместно с результатами [1,5] позволяют одновременно воспроизвести с точностью, достигнутой в эксперименте, как интенсивности каскадов, так и полные радиационные силовые функции нейтронных резонансов. То есть получены наиболее вероятные значения этих параметров для ряда ядер из области масс $114 \leq A \leq 200$.

2 Анализ

Все значения изучаемых в эксперименте и связанных с γ -распадом величин определяются произведением значений парциальных ширин на плотность возбуждаемых ими уровней. И отклонение одной из них в какую-либо сторону компенсируется большим или меньшим отклонением другой в противоположную сторону. Поэтому любой анализ указанных величин должен учитывать это обстоятельство - найденному минимальному или максимальному значению плотности уровней, например, будут соответствовать максимальные или минимальные значения соответствующих им силовых функций. Эту принципиально неустранимую неопределенность следует учитывать при анализе типа проводимого здесь и в [1].

В то же время наличие сильной связи искомых параметров может быть полезно при селекции полученных результатов: если по каким-то критериям полученные из проделанного анализа значения силовых функций, например, не могут быть использованы для описания эксперимента, то соответствующие им значения плотности уровней также не могут соответствовать экспериментальным данным. Даже в том случае, если не имеется никаких других оснований для утверждения, что они не соответствуют реальным значениям. Пример такой ситуации приведен ниже.

Отметим, что при расчете полной ширины компенсация, например, отклонения расчетной плотности уровней от истинного значения соответствующим отклонением силовых функций является полной, а при расчете $I_{\gamma\gamma}$ - только частичной. Последнее и позволяет выделить для любого диапазона энергий возбуждения ядра те интервалы возможных значений плотности уровней и силовых функций, которые позволяют описать экспериментальные данные по Γ_γ и $I_{\gamma\gamma}$ с точностью, соответствующей точности эксперимента. Методика анализа описана в [1,5] и заключается в поиске наборов случайных значений искомых параметров, которые полностью воспроизводят значения Γ_γ и $I_{\gamma\gamma}$, определенные в эксперименте, и в оценке параметров разброса случайных значений такой выборки.

Поиск наиболее вероятных значений суммы силовых функций дипольных переходов при использовании экспериментально определяемых Γ_λ и $I_{\gamma\gamma}$ может быть выполнен двумя способами:

а) из выражения

$$\Gamma_\lambda \times I_{\gamma\gamma} = \sum_{J,\pi} \Gamma_{\lambda i} \times n_i \times (\Gamma_{if} / \langle \Gamma_{if} \rangle m_{if}) \quad (4)$$

для заданных различных модельных представлений о плотности возбуждаемых каскадами промежуточных уровней определяется интервал возможных значений сумм соответствующих им радиационных силовых функций $E1$ - и $M1$ -переходов;

б) определением наборов пар разнообразных возможных (то есть - случайных) значений плотности уровней и силовых функций, которые удовлетворяют выражениям (1,2) или (2,4) совместно. Как было установлено в [5], эти величины варьируются в достаточно узком интервале их значений.

В выражениях (2),(4) в соответствии с условиями эксперимента суммирование выполнено по всем возбужденным уровням ядра. А поскольку анализируемые здесь экспериментальные данные являются суммой интенсивностью каскадов с различными мультипольностями их переходов, то возможность получения взаимно независимых значений РСФ для $E1$ - и $M1$ -переходов из данных об интенсивностях каскадов не просматривается.

Практически из комбинации (1),(2) можно определить только сумму силовых функций. Причина тому - антикорреляция возможных значений $f(E1)$ и $f(M1)$, удовлетворяющих одновременно как соотношению (1), так и (2). Хотя интервал вариаций их возможных значений принципиально ограничен, но разброс значений f для каждой мультипольности безусловно превышает разброс значений суммы $f(E1)$ и $f(M1)$, обеспечивающих соответствие экспериментальных и расчетных Γ_λ и $I_{\gamma\gamma}$. Не меньшую проблему раздельного анализа силовых функций $E1$ - и $M1$ -переходов представляет корректный учет их антикорреляции и интерпретации результатов при ее наличии. Соответственно, мы не стали делать на данном этапе анализа какие-либо заключения о степени соответствия или несоответствия каждой из двух силовых функций существующим модельным представлениям.

Искомые суммы $f(E1) + f(M1)$ из уравнения (4) могут быть определены только при использовании численных методов решения. Для современных ЭВМ проще всего это можно сделать способом, аналогичным предложенному в [1] - задав некоторые начальные значения $f(E1)$ и $f(M1)$, затем многократно исказить их независимо друг от друга добавлением некоторых случайных функций. То есть реализацией случайного монте-карловского процесса с параметрами, обеспечивающими его эффективную сходимость. Необходимые искажающие функции, естественно, должны обеспечивать оптимальное изменение варьируемой переменной на ограниченном участке ее определения как в сторону увеличения, так и уменьшения. Если на данном этапе итерационного процесса случайные искажения уменьшают сумму квадратов разностей между экспериментальными и расчетными значениями $I_{\gamma\gamma}$ во всем интервале ее определения, то соответствующие "искаженные" значения РСФ (при необходимости - совместно с соответствующими "искаженными" значениями плотности уровней) рассматриваются как исходные для следующей итерации. Процесс поиска наиболее вероятного случайного значения суммы $f(E1) + f(M1)$ должен, естественно, проводиться многократно для различных исходных значений РСФ γ -переходов рассматриваемых мультипольностей и плотностей уровней. Это необходимо сделать, чтобы безусловно перекрыть найденными значениями весь интервал возможных значений параметров каскадного γ -распада, обеспечивающих соответствие эксперимента и расчета.

В данной работе описываются результаты анализа, выполненного в соответствии с вариантом "б", обеспечивающим получение максимально возможного количества информации о параметрах ядра, определяющих развитие процесса каскадного γ -распада нейтронного резонанса. Методика анализа и данные по найденным значениям плотности уровней, возбуждаемых при захвате теплового нейтрона, описаны в [5].

3 Наиболее вероятные значения сумм силовых функций дипольных переходов

3.1 Приближения, использованные в расчете

Недостаточный объем экспериментальной информации о каскадах γ -переходов (изучены только каскады на низколежащие конечные уровни ядра без определения значения J^π их промежуточного уровня) не позволяет получить искомые величины без использования двух предположений:

а) в расчете задается равенство плотностей уровней различной четности. Неизбежные отклонения их значений в какой-то мере компенсируются тем, что из анализа определяется и сопоставляется с модельными значениями только сумма плотностей уровней обеих четностей. Несколько более детальный анализ проблем, связанных с этим приближением анализа, проделан в [5];

б) силовые функции переходов заданной мультипольности зависят только от энергии перехода.

Несовпадение их значений при распаде состояний с различной энергией возбуждения, но с одной и той же энергией γ -кванта, частично компенсируется тем обстоятельством, что выражение (4) зависит от абсолютного значения силовых функций первичных переходов, но только от их отношения - для вторичных. Хотя корреляция ширины вторичных переходов каскадов снижает влияние второго предположения на приведенные ниже данные по сумме силовых функций, определить реальную степень ее влияния на них полностью невозможно. Некоторую информацию на этот счет можно получить, сопоставляя расчетные и экспериментальные интенсивности первичных γ -переходов на низколежащие уровни. К сожалению, достичь однозначности заключений в таком сопоставлении нереально: портер-томасовские флуктуации ширины для ограниченного количества переходов приводят к слишком большой ошибке их суммы. Эта проблема может быть решена экспериментально. Использование детекторов высокой эффективности вместе с системой антикомптоновской защиты (используемых в современных многодетекторных установках) позволило бы весьма существенно расширить диапазон энергий конечных уровней, для которых определены интенсивности двухквантовых каскадов по сравнению с изученными нами. В случае, если их экспериментально полученная сумма была бы близка к 100%, отношения интенсивности каскадов на различные конечные уровни к их сумме дали бы форму энергетической зависимости силовых функций вторичных переходов для любого интервала промежуточных состояний каскадов.

Помимо очевидной возможности экспериментального разрешения проблемы за-

висимости силовых функций от энергии возбуждения ядра в потенциально возможном эксперименте, имеются некоторые возможности оценки степени их расхождения на базе уже существующих данных.

1. При наличии достоверных, хорошо установленных до максимально возможной энергии возбуждения схем γ -распада (параметров возбужденных состояний - энергии E_i , спина, четности и мод распада) возможно сопоставление интенсивностей двухквантовых каскадов, идущих через промежуточные состояния E_i , с абсолютными интенсивностями их первичных и вторичных переходов. Оно даст значение абсолютной заселяемости состояния E_i при распаде всех вышележащих уровней ядра, возбуждаемых при захвате нейтрона. Эта величина определяется той же плотностью уровней и силовыми функциями E1- и M1-переходов и может быть рассчитана как для существующих их моделей, так и для приведенных в [5] и ниже результатов.

Сопоставление расчетной и экспериментальной заселяемости уровней с энергией выше ~ 1 МэВ может хотя бы частично ответить на вопрос о том, в какой степени результаты изучения процесса каскадного γ -распада улучшают соответствие между представлениями о его параметрах и реальной плотностью возбуждаемых уровней и ширинами появляющихся γ -переходов. Необходимые данные такого типа к настоящему времени появились недавно и лишь для ^{168}Er [6].

2. Силовые функции первичных и вторичных переходов каскадов, как и плотность уровней с $\pi = +$ и $\pi = -$, могут быть независимыми переменными анализа [5]. К сожалению, при этом возникают две предельно сложные проблемы:

а) недостаточная эффективность используемого итерационного процесса требует неприемлемо больших затрат времени ЭВМ при столь существенном увеличении параметров анализа;

б) интервал найденных возможных значений $6N$ параметров, определяемых из $N+1$ уравнения и $6N$ неравенств, должен существенно расширяться по сравнению с реализованным его вариантом с вдвое меньшим числом варьируемых параметров.

3.2 Радиационные силовые функции для модельно задаваемой плотности уровней

Выше отмечалось, что существуют два пути оценки значений радиационных силовых функций, способных воспроизвести определенные в эксперименте функционалы процесса каскадного γ -распада. Каждый из них имеет свои достоинства и недостатки. Но наибольшие возможности по получению информации предоставляет совместное определение плотности уровней и силовых функций. Если учесть, что результаты [1,5] ясно показывают, что модели плотности уровней, воспроизводящей при расчете функционалы рассматриваемого процесса с точностью на уровне десятка процента, не существует, то это причина того, что основные усилия были сконцентрированы нами на реализации второй возможности.

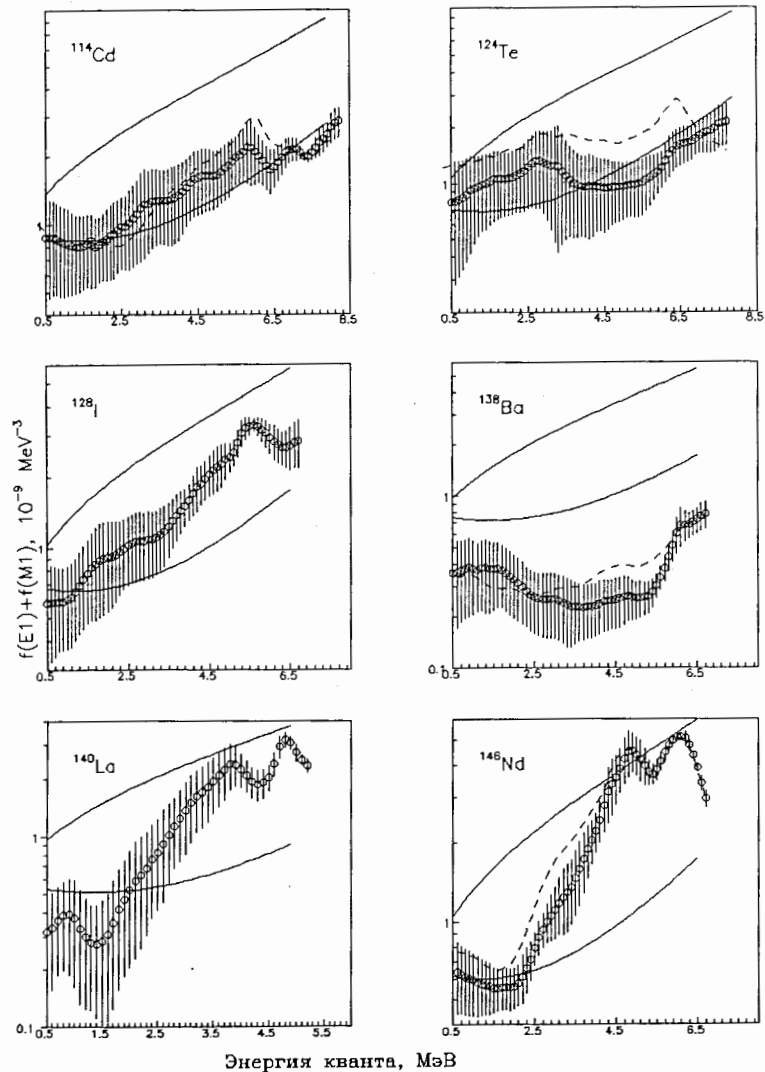
Тем не менее был выполнен и первый тип анализа - то есть для заданных, модельно различающихся, плотностей уровней определялись возможные значения радиационных силовых функций дипольных переходов, удовлетворяющих соотно-

шению (4). Принципиальных расхождений между полученными таким образом силовыми функциями и приведенными на рис. 1-4 результатами при использовании модели плотности уровней [2] не наблюдалось.

Очень существенные заключения о силовых функциях и плотности уровней удалось получить при использовании в этом выражении предкажываемой [4] плотности возбужденных состояний ядер, включенных в наш анализ. Однозначно и безусловно было получено, что найти значения силовых функций, способные воспроизвести произведение интенсивности каскадов на полную радиационную ширину компаунд-состояния для основной массы деформированных и переходных ядер при малых энергиях первичных переходов каскадов ($E_\gamma \sim 1-3$ МэВ), невозможно даже в принципе. Что полностью подтверждает выводы, сделанные в [1,5] о том, что плотность уровней тяжелого деформированного ядра, следующая из представлений о нем, как о системе не взаимодействующих ферми-частиц, не может соответствовать реальности, по крайней мере - для состояний, возбуждаемых в реакции (n, γ) на тепловых нейтронах. Соответствующая модель и ее параметризация [4] дают плотность уровней, во много раз большую возбуждаемой при захвате теплового нейтрона. Возможное качественное объяснение этого феномена было дано нами ранее - как недооценка имеющимися моделями ядра роли вибрационных возбуждений при энергии возбуждения ниже, как минимум, $\sim 0,5B_n$.

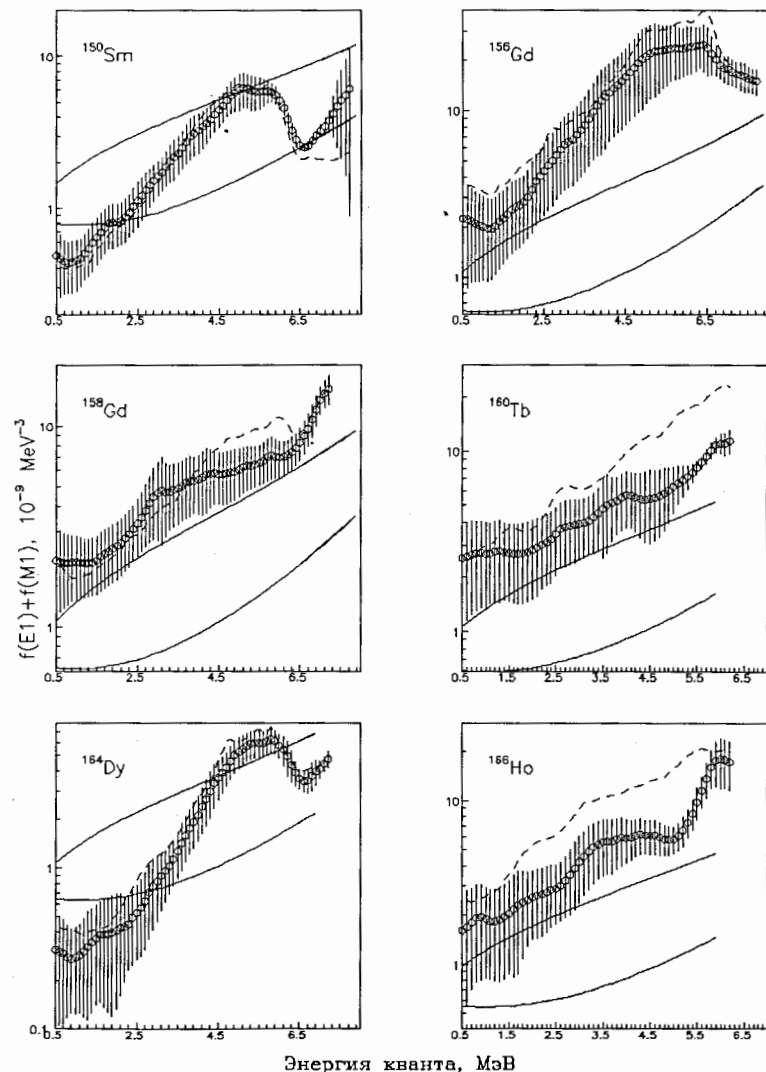
3.3 Радиационные силовые функции из совместного их определения с плотностью уровней

Данные о сумме силовых функций дипольных переходов, полученных при совместном определении их значений и плотности уровней из соотношений (1-4), приведены на рис. 1-4. Из наборов случайных значений ρ и $f(E1) + f(M1)$ для данной энергии первичного перехода каскада определялись [5] как их среднее, так и наиболее вероятный разброс по обычным соотношениям математической статистики. Они сопоставляются с модельными значениями, полученными следующим образом: к значениям $f(E1)$, определенным в соответствии с моделями [7] и [8] (верхняя и нижние кривые соответственно), добавлялось значение $f(M1) = const$, нормированное таким образом, чтобы отношение ширин магнитных и электрических переходов с энергиями вблизи B_n соответствовало бы данным компиляции [9]. Для сравнения с экспериментальными данными, полученными из итерационного процесса с допустимыми (в рамках существующих моделей) начальными значениями плотности уровней и силовых функций на рисунках пунктиром приведены те же самые средние значения, но полученные, как описано в [5], из итерационного процесса с абсолютно нереалистическими начальными значениями плотности уровней $\rho(E_{ex}) = \rho(B_n) = const$.



Энергия кванта, МэВ

Рис. 1. Наиболее вероятная сумма силовых функций дипольных γ -переходов радиационного захвата тепловых нейтронов для компаунд-ядер ^{114}Cd , ^{124}Te , ^{128}I , ^{138}Ba , ^{140}La и ^{146}Nd с ее расчетной неопределенностью. Пунктир - среднее значение, полученное при использовании в качестве исходных параметров итерационного процесса модельных значений [7,8] и фиксированной начальной плотности $\rho(E_{\text{ex}}) = \rho(B_n)$. Сплошные линии - данные этих модельных представлений с добавленным нормированным на эксперимент значением $f(M1) = \text{const}$.



Энергия кванта, МэВ

Рис. 2. То же самое, что на рис. 1, для ядер ^{150}Sm , $^{156,158}\text{Gd}$, ^{160}Tb , ^{164}Dy и ^{166}Ho .

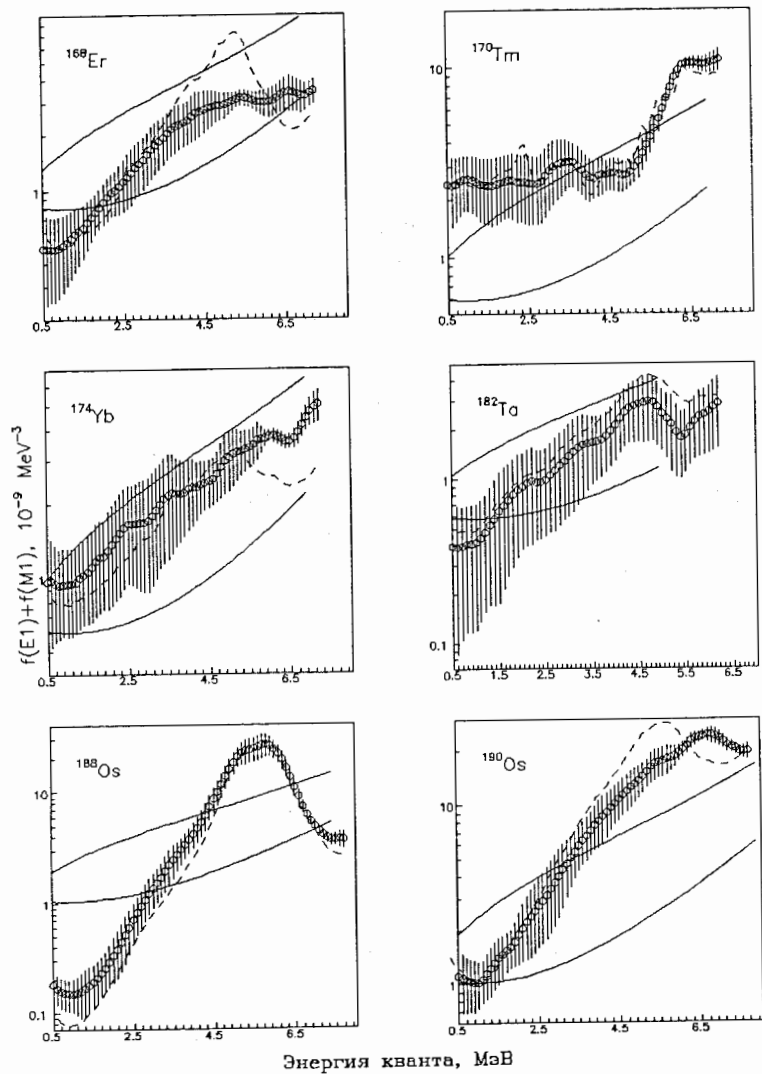


Рис. 3. То же самое, что на рис. 1, для ядер ^{168}Er , ^{170}Tm , ^{174}Yb , ^{182}Ta , $^{188,190}\text{Os}$.

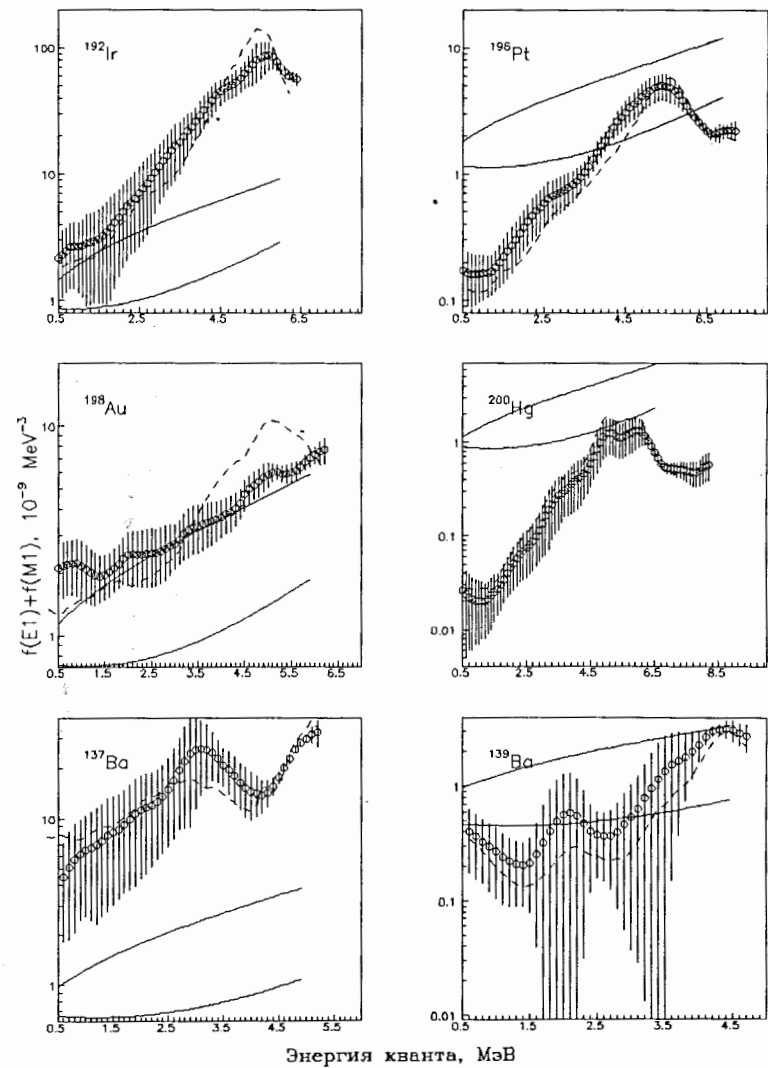


Рис. 4. То же самое, что на рис. 2, для ядер ^{192}Ir , ^{196}Pt , ^{198}Au , ^{200}Hg , $^{137,139}\text{Ba}$. Сопоставление данных по силовым функциям при столь различных начальных параметрах итерационного процесса показывает, что определенные в анализе интенсивностей каскадов средние от суммы $f(E1) + f(M1)$ достаточно слабо зависят от его пути, и, следовательно, могут рассматриваться как наиболее вероятные значения. Вывод имеет точность, ограниченную перечисленными в разделе 3 приближе-

ниями анализа.

Сравнение экспериментальных результатов с предсказаниями наиболее часто используемых экспериментаторами моделей [7,8] показывает, что:

а) суммы силовых функций E1- и M1-переходов не являются монотонными функциями энергии перехода, а, скорее всего, отражают наиболее общие свойства структуры состояний, связанных соответствующим переходом. Это можно видеть, например, из сопоставления полученных результатов в $^{156,158}Gd$, где условия эксперимента (значения J^π уровней, связанных каскадами, Γ_λ и плотность возбуждаемых состояний) таковы, что расхождение полученных сумм силовых функций для пары изотопов гадолиния обязано быть меньше, чем в любых других комбинациях сопоставления;

б) степень зависимости $f(E1) + f(M1)$ от энергии существенно отличается от предсказаний моделей [7,8]. Это справедливо, по крайней мере, для четно-четных составных ядер области 4s-максимума нейтронной силовой функции;

в) значения суммы силовых функций возрастают при переходе от околомagicеских ядер к далеким от магическим и при переходе от высоковозбужденных состояний к простым по структуре низколежащим уровням (то есть - при увеличении энергии γ -кванта). В сферических ядрах ^{114}Cd и ^{124}Te их определенные значения вполне воспроизводятся моделью [8], если предположить, что силовая функция M1-переходов не зависит от энергии γ -кванта. В ^{128}I , ^{140}La , ^{146}Nd , ^{150}Sm , ^{181}Hf , $^{188,190}Os$, ^{196}Pt и ^{200}Hg модель [8] в рамках того же предположения о M1-переходах либо соответствует эксперименту, либо его превышает для первичных переходов на высоколежащие уровни;

г) не исключено, что плотность уровней в районе энергии связи нейтрона (хотя бы в некоторых ядрах) существенно отклоняется от относительно монотонной зависимости, приведенной в [5]. Эту возможность необходимо ввести для того, чтобы объяснить причину расхождений между найденными абсолютными значениями сумм силовых функций и их модельно предсказанных значений в ряде соседних по A ядер. То есть эффект "излома" в энергетической зависимости плотности уровней, ярко проявляющийся [1,5] при небольших энергиях возбуждения, возможно, проявляется и при больших, хотя и в меньшей степени. Альтернатива этому утверждению - предположение о существенном увеличении силовых функций за счет хорошо известного эффекта коллективного усиления вероятности γ -перехода при распаде состояний, структура волновой функции которых содержит значительные вибронные компоненты. Решение этой дилеммы требует не только дальнейших экспериментальных исследований, но и серьезного теоретического подхода. Если предложенная в [5] интерпретация полученных результатов в какой-то степени соответствует реальности, то актуальность соответствующих исследований вполне определяется физической значимостью изучения перехода от сверхтекучего состояния к обычному в такой весьма специфической системе, как ядро.

Относительные отклонения найденных значений силовых функций и плотности уровней от их среднего значения характеризуются весьма сильной отрицательной корреляцией. Ее выборочное значение в большинстве случаев изменяется от -0.6 до практически -1, хотя в нескольких ядрах уменьшается по модулю до ~ -0.4 .

С учетом того, что найденные пары случайных значений параметров процесса γ -распада всегда содержат некоторые случайные некоррелированные отклонения (длина итерационного процесса сильно ограничивается возможностями ЭВМ), степень связи силовых функций и плотности уровней следует считать еще более высокой. То есть эти величины не являются независимыми переменными выражений (2) и (4), что и обуславливает саму возможность их одновременного определения на базисе имеющихся экспериментальных данных и физически детерминированных ограничений на значения искомых величин.

3.4 Источники ошибок силовых функций

Поскольку параметры выражения (4) измерены с погрешностью, возникает вопрос о ее влиянии на результирующую величину ошибки приведенных на рис. 1-4 сумм силовых функций. Вероятный разброс значений данных, приведенных на рисунках, включает только неопределенности силовых функций, обусловленных неоднозначностью найденных [5] значений плотности уровней, и определяемых шириной интервала возможных наборов параметров, воспроизводящих измеренные экспериментально параметры процесса каскадного γ -распада.

Поскольку произведение Γ_λ на $I_{\gamma\gamma}$ и искомая величина $\Gamma_{\lambda i}$ связаны линейно, то экспериментальные относительные ошибки полной ширины и интенсивности каскадов (их величина обычно составляет $\sim 10\%$) приводят к таким же по масштабу ошибкам найденных парциальных ширин. Вариация энергетической зависимости $I_{\gamma\gamma}$ на уровне 25%, использованная в [5] для оценки влияния на результат возможной систематической погрешности определения хода энергетической зависимости $I_{\gamma\gamma}$, изменяет значение найденной суммы силовых функций для всех рассматриваемых ядер на величину, не превышающую приведенную на рисунках 1-4 неопределенность рассматриваемых здесь величин. Другими словами - основная неопределенность значений как плотности уровней, так и сумм силовых функций объясняется не погрешностями экспериментально определенных значений полных радиационных ширин и интенсивности каскадов, а преимущественно - связью плотности уровней и радиационных силовых функций в измеряемых функционалах процесса каскадного γ -распада и недостаточным количеством экспериментальных данных.

Таким образом, на основании проделанного анализа возможных ошибок методики и из приведенных на рис. 1-4 результатов по определению формы энергетической зависимости силовых функций с высокой вероятностью следует вывод о том, что соответствия зависимости $f(E1)$ и $f(M1)$ от энергии перехода моделям [7,8] (в комбинации с представлениями об одночастичном характере M1-переходов $f(M1) = const$) в любом ядре не существует. Более того, нельзя даже исключить и такой ситуации, что энергетическая зависимость $f(E1)$ и $f(M1)$ различна в нейтронных резонансах с резличной Γ_n^0 . На такую возможность указывает наличие [10] сильной корреляции интенсивностей наблюдаемых каскадов и приведенной нейтронной ширины в четно-нечетных составных ядрах. Естественно, последняя гипотеза подлежит экспериментальной проверке, хотя она логически вытекает не только из данных [10], но и из наблюдаемых в различных ядрах вариаций сумм силовых функций.

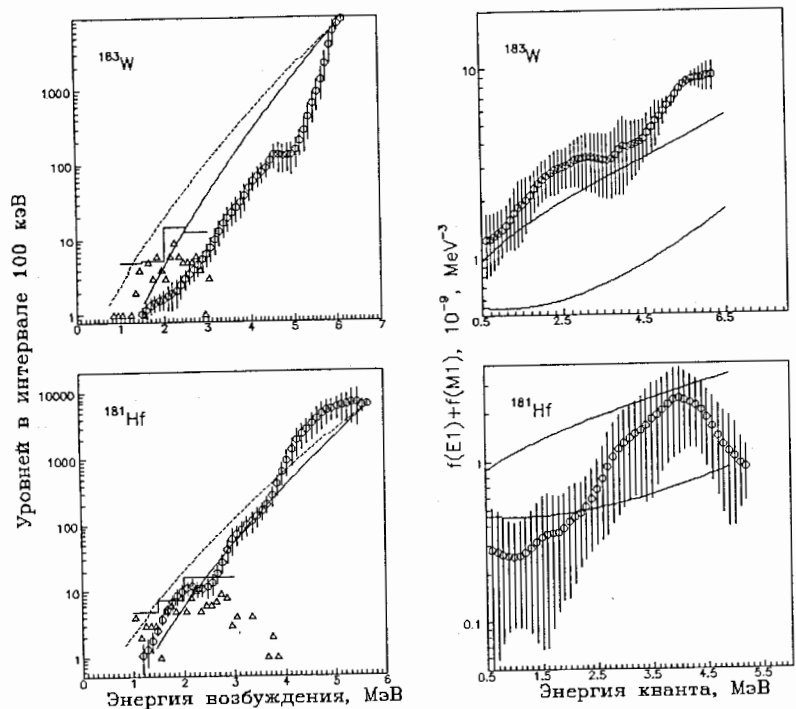


Рис. 5. Сопоставление наиболее вероятных значений плотности уровней и сумм силовых функций в составных ядрах ^{181}Hf и ^{183}W в зависимости от энергий возбуждения и первичного переходов соответственно.

Наиболее ярким примером, иллюстрирующим это утверждение, является пара ядер - ^{181}Hf и ^{183}W . По своим основным параметрам они либо идентичны, либо достаточно близки: четность числа нуклонов, плотность уровней, полная радиационная ширина, структура конечных уровней каскадов и т.д. Основное различие - в ^{183}W приведенная нейтронная ширина в несколько раз меньше, чем для компаунд-состояния ^{181}Hf . То есть вклад одночастичных компонент его волновой функции в матричных элементы первичных переходов и, естественно, их соотношение с многочастичными компонентами существенно различаются. Весьма существенно различаются в этих ядрах силовые функции первичных переходов, необходимые для воспроизведения экспериментальных интенсивностей каскадов - рис. 5. К сожалению, это только косвенный аргумент в поддержку предположения, что структура волновой функции компаунд-состояния существенно влияет на силовые функции переходов. Прямой эксперимент по проверке такого предположения возможен на любом источнике резонансных нейтронов при использовании современных высо-

кокачественных HPGe -детекторов. Для плотности: треугольники - число экспериментально наблюдаемых промежуточных уровней двухквантовых каскадов, гистограмма - наиболее вероятные [3] ожидаемые их значения для нулевого порога регистрации каскада. Точки с ошибками - наиболее вероятные значения, удовлетворяющие соотношениям (3,4). Пунктирная и сплошная линии соответствуют моделям [4] и [2] соответственно. Обозначения для суммы силовых функций аналогичны рис. 1.

4 Заключение

Предложена модельно независимая методика определения наиболее вероятной плотности уровней и сумм силовых функций для возбужденных состояний и дипольных переходов, проявляющихся в реакции радиационного захвата теплового нейтрона ядрами с максимальной плотностью уровней. Хотя полученные результаты из-за использования некоторых предположений, включенных в анализ, не следует рассматривать как установленные окончательно, они тем не менее демонстрируют наличие весьма серьезных и явных расхождений между существующими представлениями о ядре и реальной ситуацией.

Эти данные полностью согласуются с полученной ранее [11] качественной картиной изучаемого процесса, а именно - существенным влиянием возбуждений вибронного типа на свойства ядра до энергий $\sim 3-4$ МэВ и большим влиянием квазичастичных возбуждений при более высоких возбуждениях. Основание для такого возможного объяснения - уменьшение плотности уровней относительно предсказаний моделей, игнорирующих или недооценивающих влияние колебаний ядра на этот параметр и коррелирующие с ним по энергии возбуждаемых состояний увеличение силовых функций каскадных переходов. А имеющееся увеличение сумм силовых функций каскадных переходов может быть качественно объяснено простейшим образом только известными из теории коллективными эффектами усиления вероятности γ -перехода. Вторая возможность объяснения усиления f связана с тем, что в районе энергии связи нейтрона среднее расстояние между компаунд-состояниями D_λ отклоняется от усредненной зависимости в сторону меньших значений. Ошибок эксперимента, достаточных для объяснения полученных результатов, мы найти не смогли.

На данной стадии изучения обсуждаемого явления полученные результаты и заключения о его природе следует рассматривать как предварительные, нуждающиеся в дальнейшем подтверждении. Масштаб наблюдаемых эффектов и возможные причины их проявления обуславливают настоятельную необходимость дальнейшего детального изучения свойств ядра в окрестностях $E_{ex} \sim 0,5B_n$ - в области где, возможно, происходит резкое и радикальное изменение его свойств.

Работа поддержана грантом РФФИ 99-02-17863.

Литература

1. Khitrov V.A., Sukhovej A.M. // Proc. International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna, 13-16 May 1998, E3-97-202, Dubna, 1998, p. 207.
2. Ignatyuk A.V. // Proc. IAEA Consultants meeting on the use of Nuclear Theory and Neutron Nuclear Data Evaluation (Trieste, Italy, December 1975) IAEA-190. 1976. Vol.1. P.211.
3. Суховой А.М., Хитров В.А. // ЯФ. 1999. Т.62. №1. с. 24.
4. Dilg W; et. al. // Nucl. Phys. 1973. V.A217. P.269.
5. Суховой А.М., Хитров В.А. // Препринт ОИЯИ РЗ-99-202. Дубна. 1999.
6. Grigoriev E.P. et al. // JINR preprint E3-99-146, Dubna, 1999.
7. Axel P. // Phys. Rev. 1962. V.126. №2. P.671.
8. Kadenskij S.G., Markushev V.P., Furman W.I. // Sov. J. Nucl. Phys. 1983. V.37. P.165.
9. Kopecky J. // Proc. Neutron capture Gamma-ray spectroscopy and related topics 1981. P.423.
10. Бонева С.Т. и др. // ЭЧАЯ. 1991. Т.22. вып. 6. С.1433
11. Суховой А.М., Хитров В.А. // Изв. РАН, сер. физ. 1997. Т.61. №11. С. 2068.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 июля 1999 года.