

P3-2004-99

А. М. Суховой¹, В. А. Хитров², Ли Чер³

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОСНОВАНИЯ
НЕОБХОДИМОСТИ УТОЧНЕНИЯ МОДЕЛЬНЫХ
ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О КАСКАДНОМ γ -РАСПАДЕ
КОМПАУНД-СОСТОЯНИЯ СЛОЖНОГО ЯДРА

Направлено в журнал «Ядерная физика»

¹E-mail: suchovoj@nf.jinr.ru

²E-mail: khitrov@nf.jinr.ru

³E-mail: li@nf.jinr.ru

Суховой А. М., Хитров В. А., Ли Чер

P3-2004-99

Экспериментальные основания необходимости уточнения
модельных представлений о каскадном γ -распаде
компаунд-состояния сложного ядра

Анализ всей совокупности данных по интенсивностям двухквантовых гамма-каскадов, изученных при захвате тепловых нейтронов в более чем 50 ядрах из области $27 \leq A \leq 199$, указывает на необходимость существенного усложнения используемых экспериментаторами модельных представлений об этом процессе. Более точные модели таких его параметров, как плотность возбуждаемых уровней и радиационные силовые функции дипольных гамма-переходов, согласно этим результатам должны в более явной форме учитывать сосуществование и взаимодействие возбуждений квазичастичного и фононного типа вплоть до прямого включения представлений о наличии и влиянии фазового перехода второго рода не только на величину плотности уровней, но и на значения радиационных силовых функций дипольных переходов. В первую очередь эти выводы относятся к области энергий возбуждения ниже $\approx 0,5 B_n$.

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

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2004

Перевод авторов

Sukhovej A. M., Khitrov V. A., Li Chol

P3-2004-99

Experimental Grounds of the Necessity to Improve Model Notions
of the Complex Nuclei Compound State Cascade γ -Decay

Analysis of the complete data set of the intensities of two-step γ -cascade studied at thermal neutron capture in more than 50 nuclei from the region $27 \leq A \leq 199$ points to the necessity to complicate essentially the model notions about this process used by experimenters. More precise models of such a set of parameters as the density of excited levels and radiative strength functions of dipole γ -transitions according to these results should take into account coexistence and interaction of excitations of quasi-particle and phonon type in a more explicit form right up to a direct inclusion of notions about the existence and influence of the second-order phase transition not only on the value of level density but also on the values of radiative strength functions of dipole transition. Primarily, these conclusions are true for the region of excitation energies lower than $\approx 0.5 B_n$.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2004

ВВЕДЕНИЕ

При анализе данных эксперимента, например, по изучению каскадного гамма-распада нейтронного резонанса неизбежно использование каких-либо модельных представлений об изучаемом процессе. При наличии альтернативных моделей процесса предпочтение экспериментаторы обычно отдают простейшим. Но при увеличении объема экспериментальных данных и, особенно, при переходе в ранее недоступную для изучения область параметров изучаемого явления возникает необходимость в усложнении используемых для анализа представлений.

Большой объем экспериментальных данных о свойствах возбужденных состояний от $\sim 1-3$ МэВ до практически B_n для более чем 50 ядер из области их масс $28 \leq A \leq 200$, накопленный в экспериментах в Дубне, Риге и Ржеже, проанализирован к настоящему времени в ЛНФ ОИЯИ. Эта область возбуждений, особенно для деформированных ядер, столь детально изучена впервые. Совокупность всей полученной при этом информации позволяет предположить, что используемые до сих пор модели процесса каскадного гамма-распада нуждаются в принципиальном уточнении принятых в них представлений.

Из эксперимента извлекаются и для расчета [1] любых ядерно-физических констант используются два основополагающих параметра:

а) плотность уровней $\rho = D^{-1}$ при данной энергии возбуждений $E_{\text{возб}}$ для заданных значений их квантовых чисел;

б) радиационные силовые функции, определяющие интенсивности гамма-переходов, которыми разряжается возбужденный уровень.

Диапазон вариации используемых моделей для первого параметра лежит от представлений о ядре как о системе невзаимодействующего ферми-газа [2] до представлений обобщенной модели сверхтекучего ядра [3]. В последней модели прямо используются теоретические представления о фазовом переходе ядра из сверхтекучего в нормальное состояние. Но из-за отсутствия прямой экспериментальной информации об этом процессе в ядре энергия этого перехода была зафиксирована авторами [3] с использованием данных о процессе перехода электронного газа в сверхпроводящее состояние.

Для задания формы функциональной зависимости соответствующей радиационной силовой функции

$$k = \Gamma_{\lambda i} / (E_{\gamma}^3 A^{2/3} D_{\lambda}) \quad (1)$$

обычно используется одна из двух известных экстраполяций гигантского электрического резонанса для E1-перехода с энергией E_γ и средней шириной $\Gamma_{\lambda i}$, связывающего состояния λ и i в диапазоне возбуждений $0 \leq E_{\text{возб}} < B_n$ в ядре с массой A . Различны и модельные представления для M1-переходов. Модели радиационных силовых функций разработаны в меньшей степени в первую очередь из-за практически полного отсутствия для произвольного ядра надежных экспериментальных данных в области энергий переходов E_γ , меньших чем B_n на несколько МэВ.

Соотношение ширин E1- и M1-переходов для $E_{\text{возб}} \approx B_n$ определено в эксперименте практически для всех стабильных ядер-мишеней и легко фиксируется в любых расчетах параметров процесса каскадного гамма-распада независимо от принимаемых модельных предположений.

Современные теоретические представления, позволяющие в принципе рассчитать ρ и k , более реалистичны, но практически не подходят для анализа эксперимента. Тем не менее они указывают на основной недостаток моделей плотности уровней, используемых для анализа экспериментальных данных и расчета ядерно-физических параметров. Он заключается либо в полном игнорировании [2], либо в недостаточном точном учете [3] сосуществования и взаимодействия в ядре квазичастичных и фононных возбуждений.

В любом случае решение этой проблемы не может быть достигнуто только теоретическими методами. И по-прежнему для экспериментаторов важнейшей остается задача получения максимально достоверных (фактически — полученных с минимальным использованием модельных представлений) данных о значениях ρ и k .

1. ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Возможности получить полностью безмодельную информацию вплоть до B_n о ρ и k имеющимися средствами ядерной спектроскопии для ядра с высокой плотностью уровней до сих пор не найдены. Единственный доступный путь решения этой задачи — подбор значений соответствующих параметров, наилучшим образом описывающих:

- а) испарительные спектры нуклонов ядерных реакций;
- б) различные спектры гамма-лучей, появляющихся в этих реакциях, в т. ч.
- в) интенсивности [4] двухквантовых каскадов при захвате медленного нейтрона, связывающих нейтронный резонанс с низколежащими уровнями ядра.

В первых двух случаях амплитуда экспериментальных спектров определяется произведением плотности уровней на вероятность эмиссии гамма-кванта или на задаваемый модельно коэффициент проницаемости поверхности ядра

для испаряющегося нуклона (нуклонов). По этой причине достоверность определяемых из спектров типа а) и б) параметров существенно ограничивается сильной и неустраняемой корреляцией плотности возбуждаемых уровней и вероятности эмиссии продукта реакции.

В случае двухквантовых каскадов между состояниями $\lambda \rightarrow i \rightarrow f$ наличие второго кванта обеспечивает иную форму функциональной зависимости их интенсивности от энергии первичного перехода каскада:

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

Парциальные и полные ширины каскадных переходов Γ , а также число $m(n)$ возбуждаемых ими в различных интервалах энергий уровней однозначно определяются функциями ρ и k при условии, что в выражении (2) учтены гамма-переходы заданных мультипольностей. И именно это обстоятельство позволяет выявить особенности структуры возбужденных состояний сложных ядер, недоступные конкурирующим экспериментам.

Достоверность и точность полученных из анализа $I_{\gamma\gamma}$ представлений о свойствах возбужденных состояний изучаемого ядра, естественно, возрастают с увеличением объема включенной в такой анализ дополнительной информации. Например, известных значений полной радиационной ширины

$$\Gamma_{\lambda} = \langle \Gamma_{\lambda i} \rangle m_{\lambda i} \quad (3)$$

распадающегося компаунд-состояния. Последняя необходима только для определения абсолютного значения k (но не формы ее зависимости от E_{γ}).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О ПАРАМЕТРАХ ПРОЦЕССА КАСКАДНОГО ГАММА-РАСПАДА СЛОЖНОГО ЯДРА

Естественным индикатором правильности представлений о сути происходящих в сложном ядре процессов является точность расчетного воспроизведения всего набора имеющихся экспериментальных данных: она не должна быть меньше точности эксперимента.

К сожалению, достичь такого соответствия теории и эксперимента до настоящего времени не удалось. Из четырех доступных для тестирования функционалов процесса каскадного гамма-распада: 1) полной радиационной ширины (а также сечений взаимодействия нейтронов с ядрами); 2) интенсивности каскадов в заданном интервале энергий их промежуточных уровней; 3) заселяемости [5] низколежащих уровней каскадами с различным числом переходов в них (включая полные спектры гамма-излучения) и 4) ожидаемого [6] числа промежуточных уровней каскадов с интенсивностью меньше

пороговой при регистрации энергетически разрешенных каскадов — два первых использованы в [4] для определения интервала значений ρ и k , точно их воспроизводящих.

Полученные значения ρ и k должны обеспечить точный расчет заселяемости низколежащих уровней, извлекаемой из сопоставления интенсивностей каскадов с заданными промежуточными уровнями с независимо определяемыми интенсивностями их первичных и вторичных гамма-переходов [5]. А также — расчет полных спектров гамма-излучения, сопутствующих захвату нейтронов и различным ядерным реакциям. К сожалению, полученные согласно [4] данные таковы, что достичь требуемой степени соответствия эксперимента и расчета не удастся.

Так, полные заселяемости уровней ^{118}Sn [7], $^{183,187}\text{W}$ [8] в интервалах $\sim 3-5$ и $\sim 1-3$ МэВ соответственно существенно расходятся с расчетными значениями не только при использовании модельно задаваемых ρ и k , но и для полученных согласно [4] их же значений.

Эта ситуация проявляется в меньшей степени для ядер ^{156}Gd и ^{168}Er [5]. В этих деформированных ядрах полученные в соответствии с [4] значения ρ и k достаточно хорошо воспроизводят и экспериментально полученную заселяемость низколежащих уровней, но только до энергии возбуждения $\approx 3,5$ МэВ. Необходимые экспериментальные данные для больших энергий возбуждения получить в настоящее время для этих и аналогичных ядер невозможно из-за полного отсутствия данных об интенсивностях i гамма-лучей в соответствующих интервалах их энергий. Полные же спектры гамма-лучей радиационного захвата тепловых и быстрых нейтронов в области $A \sim 160$ воспроизводятся расчетом [5] с использованием данных [4] заметно хуже, чем в области $A > 180$ (но лучше, чем в используемых обычно для этой цели моделях). Практически это означает, что существует расхождение представлений о процессе каскадного гамма-распада с экспериментом по крайней мере для четно-четного деформированного ядра. Но оно может наблюдаться в каскадной заселяемости уровней только для энергии возбуждения ~ 4 МэВ и выше.

Естественно, что значение ρ , определенное согласно [4], должно соответствовать независимой оценке этой же величины из процедуры аппроксимации распределения случайных отклонений интенсивностей каскадов в узких интервалах энергии их промежуточных уровней от среднего значения [6]. Но плотность уровней, определенная согласно [4], при небольших энергиях возбуждения в некоторых ядрах иногда оказывается меньшей, чем получаемая согласно [6] для нулевого порога регистрации интенсивности разрешенных энергетически каскадов с промежуточными их уровнями ниже 3–4 МэВ.

Имеющиеся несоответствия экспериментальных и модельно рассчитанных функционалов процесса каскадного гамма-распада, естественно, могут быть обусловлены систематическими погрешностями как самого экспери-

мента, так и значений используемых при его анализе известных ядерно-физических констант. Либо — недостаточно точными представлениями о свойствах рассматриваемого процесса.

3. ОЦЕНКИ ВОЗМОЖНОЙ РОЛИ СИСТЕМАТИЧЕСКОЙ ПОГРЕШНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ρ И k

Основное качественное заключение, следующее из анализа полученных согласно [4] результатов, состоит в необходимости более детального, чем имеющийся в настоящее время, учета сосуществования и взаимодействия сверхтекучей и обычной фаз ядерной материи. Альтернативные результаты предполагают наличие в радиационной силовой функции так называемого «пигми-резонанса» [9].

Корректный выбор наиболее точного направления модификации представлений о свойствах ядра ниже энергии связи нейтрона нельзя сделать без определения источников появления и оценки величины систематической погрешности в различных методиках получения и анализа экспериментальных данных на определяемые величины ρ и k .

Результаты использования методики [4] могут содержать существенную погрешность и давать соответственно недостаточно точное представление о свойствах ядра в интервале энергий от 2–3 МэВ до B_n практически только по трем причинам:

а) из-за наличия регулярной систематической погрешности, завышающей экспериментально полученную интенсивность каскадов в несколько раз практически в каждом из изученных 50 ядер;

б) существования двух и более групп возбужденных состояний с одним и тем же значением J^π (но с различной структурой их волновых функций) с отличающейся более чем на порядок средней интенсивностью возбуждающих их двухквантовых каскадов в любом малом по сравнению с B_n интервале энергии промежуточных уровней;

в) различной формы энергетической зависимости радиационных силовых функций первичных и вторичных переходов каскадов одной и той же мультипольности и энергии. Причем форма такого расхождения должна быть настолько существенной, чтобы завышать расчетное отношение Γ_{if}/Γ_i для переходов на уровни с $E_f < 1$ МэВ для всех наблюдаемых в эксперименте каскадов в среднем в несколько раз.

Оценка степени влияния любой из рассматриваемых погрешностей на определяемые значения параметров состоит из двух этапов: оценки величины систематической погрешности соответствующего параметра эксперимента и оценки коэффициентов ее переноса. Оценка результирующих вероятных систематических погрешностей параметров ρ и k существенно усложняется в

силу того, что система уравнений (2), (3) является сильно коррелированной и очень нелинейной. Следует заметить, что, несмотря на превышение числа неизвестных над числом уравнений в этой системе, форма функциональных связей ρ и k с измеряемыми интенсивностями каскадов и полной шириной весьма эффективно ограничивает область их возможной вариации для любых энергий возбуждения и гамма-квантов. (Это ограничение полностью отсутствует для спектров испарительных нуклонов и первичных гамма-переходов любых ядерных реакций.)

Основная часть систематических погрешностей определяемых параметров обусловлена следующими тремя факторами.

1. Все полученные к настоящему времени интенсивности двухквантовых каскадов нормировались на известные интенсивности наиболее сильных первичных гамма-квантов из спектров радиационного захвата тепловых нейтронов. Набор соответствующих данных [10] для захвата нейтронов в образцах всех стабильных элементов естественного изотопного состава получен в экспериментах более чем 30-летней давности. Тем не менее данные аналогичных измерений этих же спектров, выполненные в последнее время в Будапеште на современных гамма-спектрометрах [11], не дают оснований предполагать наличия в данных [10] систематической погрешности, регулярно завышающей интенсивность гамма-переходов, например, в несколько раз.

Среднеквадратичное расхождение данных экспериментов [10] и [11] оценено в [12] величиной 20% для всех наблюдаемых гамма-переходов. Поэтому вполне достаточное представление о степени влияния погрешности первого типа на определенные согласно [4] значения ρ и k дает вариация $I_{\gamma\gamma}$: максимум в 1,2–1,3 раза относительно экспериментального значения как в сторону меньших, так и больших значений интенсивности. Либо тестируемая интенсивность каскадов должна быть увеличена (или уменьшена) в большей степени, когда интенсивности гамма-переходов максимальной энергии в результатах [11] больше (или меньше, соответственно) аналогичных величин, использованных ранее для нормировки $I_{\gamma\gamma}$. Результат такой оценки приведен в [13]. Основной вывод такого анализа — расхождение полученных согласно [4] значений ρ и предсказанных моделями невзаимодействующего ферми-газа систематической погрешностью данного типа объяснить нельзя даже в принципе. Из 17 ядер, для которых возможно прямое сопоставление спектров гамма-лучей радиационного захвата тепловых нейтронов, ранее определенные значения $I_{\gamma\gamma}$ занижены в ≈ 2 раза в ^{114}Cd и ^{124}Te . В ^{182}Ta и ^{192}Ir они завышены в $\approx 1,5$ раза соответственно при практически равном 1 среднем значении. Если предположить, что данные [11] имеют существенно меньшую систематическую погрешность, чем сопоставляемые с ними опубликованные ранее, то амплитуда флуктуаций разности определяемых согласно методике [4] значений ρ и k с существующими модельными представлениями несколько уменьшится.

2. Все известные на сегодняшний день типы экспериментов имеют одну специфическую особенность — принципиально не устраняемую неоднозначность значений ρ и k , определенных с их помощью. Степень неоднозначности искомых параметров ρ и k в значительной мере может изменяться в зависимости от объема используемой информации и условий ее анализа. Так, в экспериментально измеряемых распределениях интенсивности каскадов с суммарной энергией в несколько МэВ порядок следования первого и второго гамма-переходов определить аппаратурно обычно невозможно. Как следствие, такие спектры могут быть точно ($\chi^2/f < 1$) воспроизведены очень широким набором различных функциональных зависимостей $\rho = F(E_{\text{возб}})$ и $k = \phi(E_\gamma)$. Причем отношение максимально возможного значения может превышать минимально возможное в несколько десятков раз для того и другого параметра. Эта неопределенность может быть уменьшена только путем установления порядка следования квантов в каскадах.

Для этого необходимо из экспериментальных спектров выделить ту часть, которая равна сумме интенсивностей всех возможных каскадов, энергия первичного перехода которых находится в заданном интервале. Эта задача в настоящее время решается с использованием техники ядерной спектроскопии и накопленных ею данных [14]. В эксперименте обычно наблюдается в форме пар разрешенных пиков не менее 90 – 95% интенсивности каскадов на уровне с $E_i \leq 0,5B_n$ при среднем значении фона в распределении интенсивностей каскадов с любым значением $E_1 + E_2 = \text{const}$, практически равно нулю. Соответственно, найденная согласно методу [14] экспериментальная зависимость $I_{\gamma\gamma} = F(E_1)$ содержит некоторую систематическую погрешность, обусловленную конечным и не равным нулю порогом регистрации индивидуального каскада. Она асимптотически убывает с увеличением эффективности используемых для регистрации совпадений Ge-детекторов.

Метод оценки погрешности определения [14] формы функциональной зависимости $I_{\gamma\gamma} = F(E_1)$ описан в [6]. Он заключается в экстраполяции кумулятивных сумм случайных значений интенсивности каскадов к нулевому значению порога чувствительности эксперимента. Пороговое значение интенсивности каскадов, ниже которого должна быть выполнена такая экстраполяция, для современного эксперимента, как правило, не превышает $\approx 10^{-4}$ событий на один распад.

Поэтому для основной части полученных к настоящему времени в соответствии с [14] зависимостей $I_{\gamma\gamma} = F(E_1)$ их относительная погрешность практически меньше погрешности определения абсолютного значения интенсивности каскадов, если только случайные отклонения интенсивности каскадов от их среднего значения имеют дисперсию, величина которой не превышает использованное в [6] значение.

Если это не так и основная часть каскадов с $E_1 < 0,5B_n$ имеет интенсивность ниже порога чувствительности их регистрации, то относительная

погрешность определенной зависимости $I_{\gamma\gamma} = F(E_1)$ может возрасти. Конкретных данных, позволяющих в настоящее время предполагать обязательное наличие или полное отсутствие такого эффекта, не имеется. И если действительно средняя интенсивность каскадов сильно зависит от структуры их промежуточного уровня, то существующие представления об изучаемом процессе (зафиксированные в уравнениях (2), (3)) потребуют большего пересмотра, чем даже до сих пор неизвестный факт наличия «ступенчатой» структуры в плотности уровней [4].

3. Вопрос о том, действительно ли плотность уровней имеет ступенчатую структуру и обусловлена ли она разрывом некоторого количества куперовских пар нуклонов [3, 15], непосредственно связан с вопросом о степени зависимости радиационных силовых функций от структуры возбуждаемых гамма-переходом уровней.

Косвенные доказательства того, что отношение $R = k(E_\gamma, E_\lambda)/k(E_\gamma, E_i) \neq \text{const}$ для переходов одной и той же мультипольности и энергии, но появляющихся при разрядке уровней с энергией возбуждения E_λ и E_i , были получены при попытке описать полные спектры гамма-излучения при захвате тепловых и быстрых нейтронов [5]. Было установлено, что для более точного воспроизведения этих спектров модельным расчетом силовые функции вторичных гамма-переходов должны иметь менее сильную зависимость от энергии квантов, чем первичных.

Наиболее детализированные, хотя и остающиеся по-прежнему косвенными данные о поведении ядра в области ступенчатой структуры и об ожидаемом изменении радиационных силовых функций оказалось возможным получить при анализе полных и каскадных заселяемостей уровней с энергией их возбуждения до 3–4 МэВ в тяжелых ядрах (^{181}Hf , $^{183,184,185,187}\text{W}$) и с несколько большими энергиями — в ядрах меньшей массы, таких как ^{60}Co и ^{118}Sn .

Интенсивность $i_{\gamma\gamma}$ произвольного каскада связана с интенсивностями его первичного i_1 и вторичного i_2 переходов соотношением

$$i_{\gamma\gamma} = i_1 \cdot i_2 / \sum i_2. \quad (4)$$

Отсюда для совокупности имеющихся экспериментальных данных по перечисленным интенсивностям можно определить (см. рис. 1) суммарную заселяемость $P = \sum i_2 \sim 100$ и более промежуточных уровней каскадов в любом ядре из изученных к настоящему времени с помощью метода суммирования амплитуд совпадающих импульсов. При наличии максимально полных данных по i_1 и i_2 это можно сделать до энергии возбуждения промежуточных уровней каскадов 3–4 МэВ и выше. При отсутствии — до заметно меньших энергий [5].

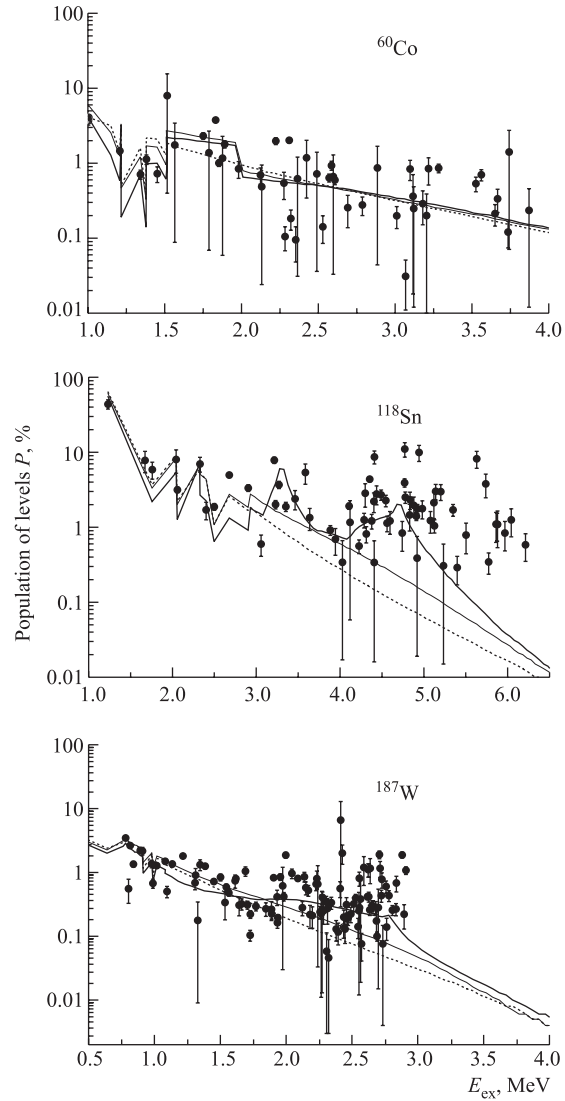


Рис. 1. Точки с ошибками — полная заселяемость промежуточных уровней двухквантовых каскадов в ядрах ^{60}Co , ^{118}Sn и ^{187}W . Тонкие линии — расчеты с использованием значений ρ и k , полученных по методике [4]. Пунктир — для расчета использованы модели [2, 17]. Жирные линии — для расчета использована плотность уровней из [4], а соответствующие силовые функции изменены согласно выражениям (5), (6)

Разность суммарной заселяемости P и интенсивности первичного перехода i_1 на каждый из этих уровней равна сумме их заселяемости двух-, трех- и т. д. квантовыми каскадами. Она может быть рассчитана при различных предположениях о плотности возбуждаемых при захвате теплового нейтрона уровней и радиационных силовых функциях каскадных гамма-переходов. Например, при существующих модельных представлениях об этих величинах

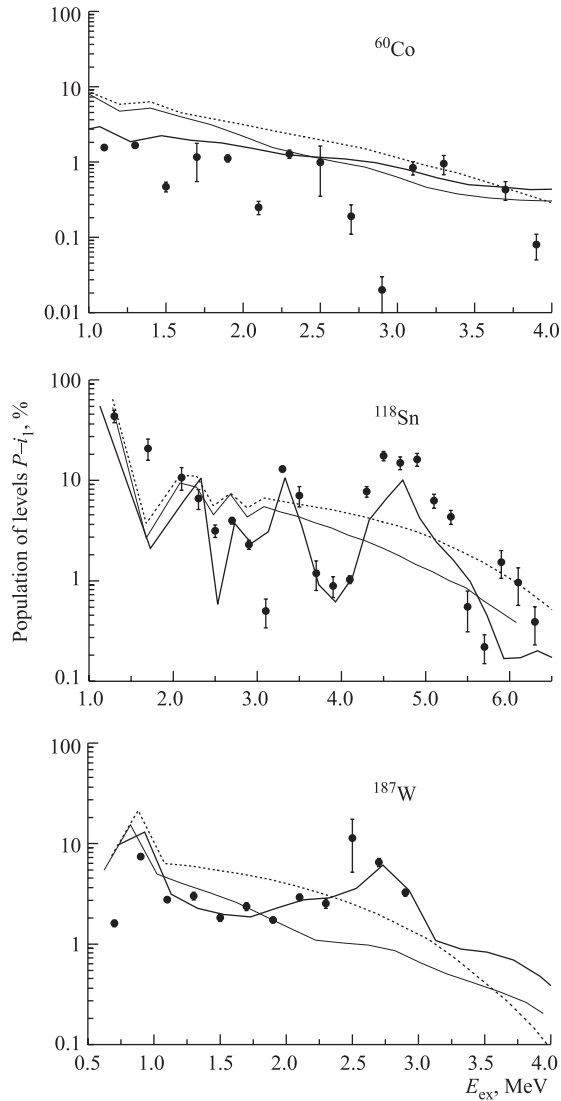


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для суммарной каскадной заселенности промежуточных уровней каскадов

или возможных гипотезах на их счет (включая полученные согласно [4] значения k и ρ). Поскольку в настоящее время практически нет возможности определить заселенности всех без исключения промежуточных уровней двухквантовых каскадов даже при небольших энергиях их возбуждения (из-за наличия порога регистрации интенсивностей $i_{\gamma\gamma}$, i_1 и i_2), то сопоставление эксперимента и расчета целесообразно осуществлять для просумми-

рованных по небольшому интервалу энергий возбуждения значений $P - i_1$ и рассматривать эти суммы как нижнюю оценку для каждого из интервалов. В качестве примера ниже приводятся результаты такого сопоставления для составных ядер ^{60}Co , ^{118}Sn и ^{187}W (см. рис. 2). Они выбраны из 17 доступных для описанного ниже метода анализа, поскольку в них заселяемость определена для максимального количества промежуточных уровней каскадов, масса различается в максимальной степени и они представляют 3 возможные комбинации четности числа нейтронов и протонов в составном ядре.

Степень расхождения расчетной полной заселяемости P (рис. 1) с неизвестным ее экспериментальным значением определяется как неполнотой данных об интенсивностях каскадов и переходов, так и возможным сильным влиянием структуры волновой функции возбужденного уровня на вероятность его каскадного заселения. Необходимость учета такой возможности следует из того, что каскадная заселяемость уровней при энергии возбуждения выше 1–3 МэВ сильно варьируется от уровня к уровню. На это указывают очень сильные флуктуации заселяемости соседних уровней.

В рассматриваемых изотопах первичными дипольными переходами двухквантовых каскадов возбуждаются уровни с $J = 1/2, 3/2$ для ^{187}W , 0–2 для ^{118}Sn и уровни в спиновом окне 2–5 для ^{60}Co . Поскольку вся совокупность данных о двухквантовых каскадах может быть описана только при учете дипольных электрических и магнитных переходов, дальнейший анализ предполагает возбуждение ими уровней обеих четностей. Доля захваченных нейтронов в том или ином спиновом канале для кобальта и олова учитывались во всех расчетах по данным [16].

Каскадная заселяемость любого уровня определяется не только суммарной интенсивностью всех заканчивающихся ими двухквантовых каскадов, но и интенсивностью трех-, четырехквантовых. Последние появляются при разрядке уровней из более широкого спинового окна, чем для промежуточных уровней двухквантовых каскадов. Поэтому связать на основании данных рис. 1 различие в заселяемости соседних промежуточных уровней каскадов только с различием их спинов (как это обычно принимается, например, при анализе результатов реакции $(n, n' \gamma)$) представляется невозможным.

Количество доступных для расчета вариантов различных функциональных зависимостей силовых функций и плотности уровней от энергий гамма-кванта и возбуждения уровня достаточно велико. Но общие закономерности изменения заселяемости уровней в зависимости от энергии их возбуждения можно выявить с использованием всего трех вариантов расчета:

а) плотность уровней предсказывается любым вариантом модели невзаимодействующего ферми-газа, силовая функция E1-переходов задается известными экстраполяциями гигантского электрического дипольного резонанса в

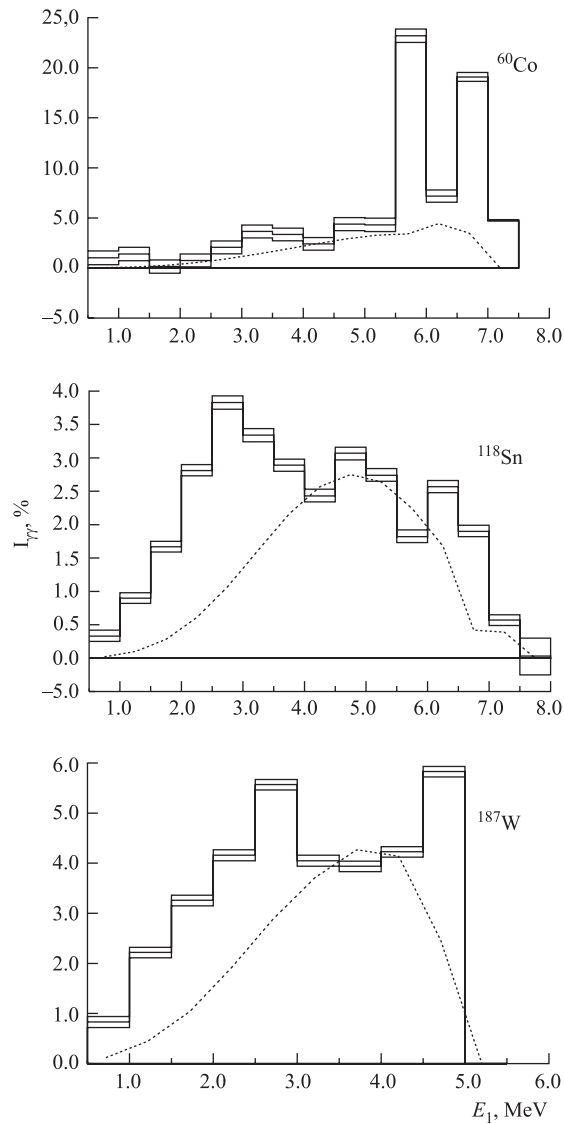


Рис. 3. Интенсивности двухквантовых каскадов в функции энергии их первичного перехода для рассмотренных ядер, просуммированные по интервалам шириной 0,5 МэВ. Пунктир — расчет по выражению (2) для набора моделей [2] и [17]

область ниже B_n , а $k(1) = \text{const}$ с нормировкой значения $k(M1)/k(E1)$ на эксперимент;

б) используются ρ и k , точно воспроизводящие значения интенсивности двухквантовых каскадов в функции энергии их первичного перехода [4] (рис. 3);

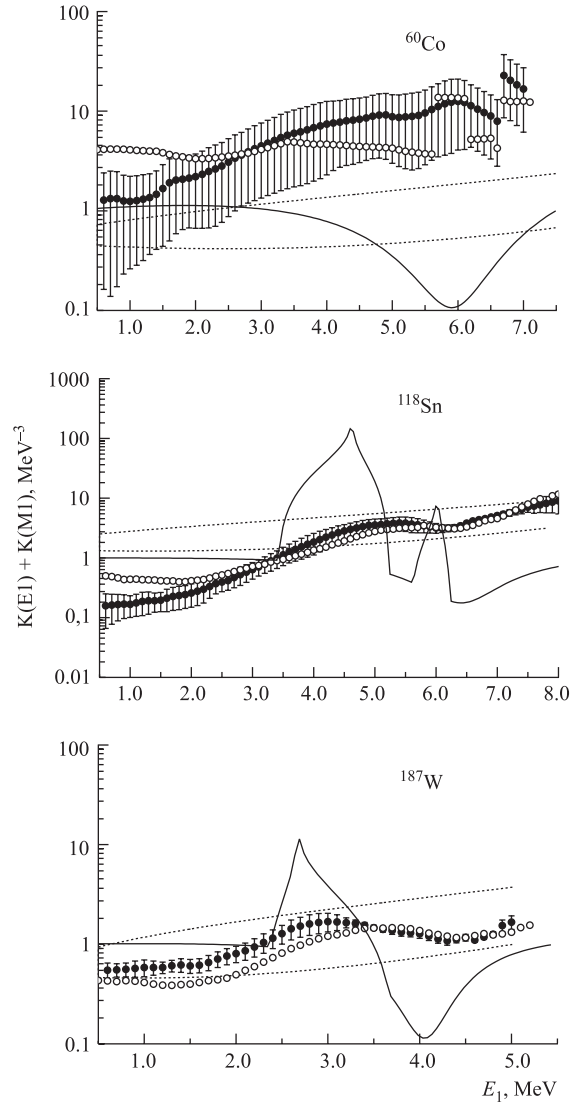


Рис. 4. Точки с ошибками — суммы радиационных силовых функций дипольных электрических и магнитных первичных переходов каскадов, позволяющих точно воспроизводить их интенсивность с учетом вероятного различия их значений с силовыми функциями вторичных переходов (умножено на 10^9). Точки — то же самое для $h = \text{const}$. Верхняя пунктирная линия — предсказания модели [17], нижняя пунктирная линия — [18] в сумме с $k(M1) = \text{const}$ соответственно. Линия — значение функций h для гамма-переходов на уровни E_i

в) подбирается набор таких значений плотности уровней и силовых функций, которые одновременно точно воспроизводят значения $I_{\gamma\gamma} = F(E_1)$, Γ_γ и максимально точно — значения $P - i_1$.

Реализация варианта в) возможна в итерационном режиме: для полученных согласно [4] значений k подбирается функциональная зависимость, изменяющая значения силовых функций вторичных переходов относительно си-

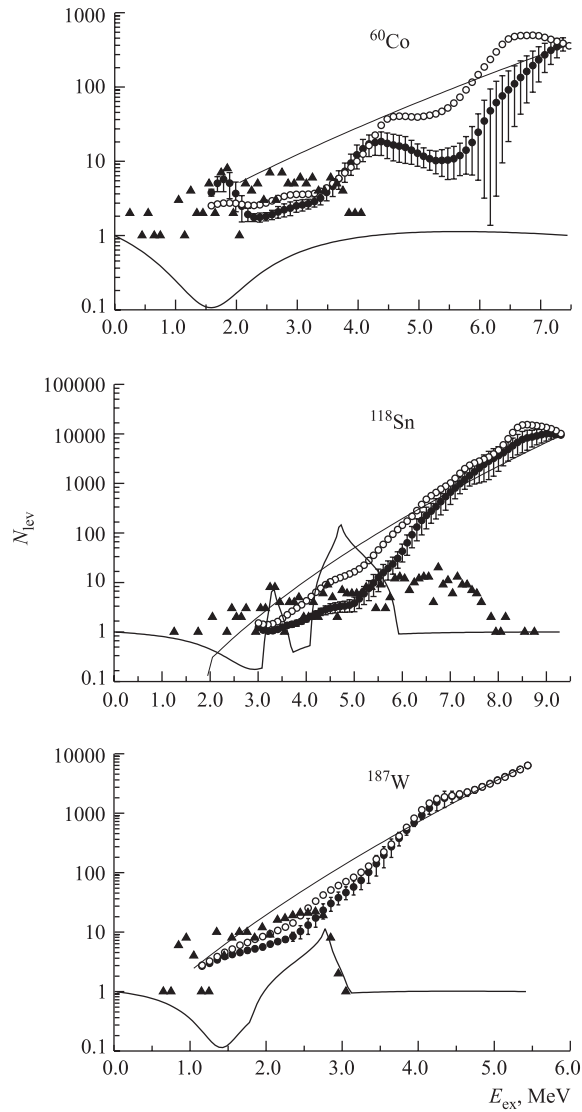


Рис. 5. Точки с ошибками — суммарное число всех промежуточных уровней двухквантовых каскадов, воспроизводящие весь набор данных эксперимента. Точки — те же величины для случая $h = \text{const}$. Тонкая линия — предсказания модели [2]. Жирная линия — наилучшее значение функции h . Треугольники — наблюдаемое число промежуточных уровней разрешенных каскадов

ловой функции [4] таким образом, чтобы воспроизвести наилучшим образом значения $P - i_1$. Для этого вполне достаточно умножать силовые функции вторичных гамма-переходов на уровни ниже некоторой граничной энергии возбуждения на функцию h , содержащую несколько очень узких пиков. Зависимость формы этих пиков от энергии возбуждения ядра можно определить

по аналогии с параметрами систем в точке фазового перехода второго рода как

$$h = 1 + \alpha (\ln (|U_c - U_1|) - \ln (|U_c - U|)) \quad \text{в случае } U < U_c, \quad (5)$$

$$h = 1 + \alpha (\ln (|U_c - U_2|) - \ln (|U_c - U|)) \quad \text{в случае } U > U_c \quad (6)$$

с некоторыми параметрами α , U_1 , U_2 и U_c . Условие $(U_c - U_1) \neq (U_2 - U_c)$ обеспечивает, при необходимости, асимметрию пиков, а также несколько более точное воспроизведение каскадной заселяемости уровней на хвостах пиков по сравнению с кривой Лоренца, например.

Параметр α в наилучшем из опробованных нами вариантов должен возрастать (например, линейно) с уменьшением энергии возбуждения U от нуля при $U = B_n$ до некоторого максимального значения, приведенного на рис. 4 и 5. Положения пиков, их амплитуда и форма вполне однозначно определяются значениями $P - i_1$. Найденные корректирующие функции затем включаются в анализ [4] для определения значений ρ и k , точно воспроизводящих интенсивности каскадов. Значения последних приведены на рис. 3, а соответствующие плотности уровней и силовые функции — на рис. 4, 5. Затем этот цикл может повторяться. Максимум один раз — при использовании гипотезы о линейно нарастающих искажениях значений $k(E1)$ и $k(M1)$ при уменьшении энергии распадающихся уровней, и несколько раз — для варианта $\alpha = \text{const}$. Для минимизации количества подбираемых параметров предполагалось, что корректирующие функции рис. 4, 5 одинаковы как для электрических, так и магнитных гамма-переходов.

Возрастание параметра α с уменьшением энергии распадающегося уровня уменьшает производную dk/dE_γ , что полностью соответствует выводам, полученным в [5] из сопоставления полных экспериментальных и расчетных спектров радиационного захвата тепловых и быстрых нейтронов. Возможность согласованного описания всех данных эксперимента в рамках использованных приближений позволяет ожидать, что найденные согласно [4] параметры каскадного гамма-распада отражают основные особенности реальных значений плотности уровней и силовых функций, которые должны сохраниться при дальнейшем снижении полной погрешности их определения. В целом невозможность объяснить известными систематическими погрешностями расхождение экспериментальных и рассчитанных по данным [4] функционалов процесса каскадного гамма-распада представляется основным аргументом в пользу необходимости усложнения модельных представлений экспериментаторов о свойствах тяжелых ядер (в первую очередь деформированных) ниже энергии возбуждения 5–8 МэВ.

4. НАБЛЮДАЕМАЯ КАРТИНА ПРОЦЕССА КАСКАДНОГО γ -РАСПАДА НЕЙТРОННОГО РЕЗОНАНСА СЛОЖНОГО ЯДРА

Наибольший объем максимально детальной информации о свойствах тяжелых ядер в диапазоне их возбуждения $1 - 2 < E_{\text{возб}} < B_n$ МэВ получен в настоящее время при изучении двухквантовых каскадов при захвате тепловых нейтронов. В этом процессе эффективно возбуждается один или несколько нейтронных резонансов, и поэтому нельзя исключить возможности того, что величины эффектов возможного влияния структуры уровней на рассматриваемый процесс в эксперименте проявляются не в полной мере или же они являются специфическими и локальными. В частности, из-за возможной корреляции приведенной нейтронной ширины компаунд-состояния и части парциальных радиационных ширин первичных переходов его распада возможно существенное изменение формы и амплитуды зависимости $I_{\gamma\gamma} = F(E_1)$ относительно приведенных на рис. 3 ее же значений (с соответствующим изменением ρ и k). Тем не менее наблюдаемые эффекты являются фрагментами общей картины изменения и усложнения структуры возбужденного ядра и требуют своего объяснения даже в таком гипотетическом случае.

К настоящему времени найдено два достаточно общих эффекта, которые и обуславливают необходимость в усложнении представлений о свойствах ядра в рассматриваемой области возбуждений:

1) сильно выраженная «ступенчатая» структура в плотности промежуточных уровней наблюдаемых двухквантовых каскадов в районе $\sim 0,5B_n$ плюс связанное с ней по энергии возбуждения возрастание $k(E1) + k(M1)$ первичных переходов и

2) практическая эквидистантность расстояний между промежуточными уровнями (или их близкими мультиплетами) наиболее интенсивных каскадов. При этом «выделенные» интервалы наблюдаются как минимум для троек каскадов, и из спектроскопических данных эксперимента можно выделить по крайней мере две такие практически эквидистантные «полосы» (рис. 6). А параметр эквидистантности в первом приближении пропорционален числу бозонных пар незаполненных нуклонных оболочек.

Эквидистантный характер спектра может являться индикатором возможного наличия в структурах волновых функций промежуточных уровней каскадов больших компонентов, соответствующих существованию одного, двух и более фононов. То есть этот факт позволяет предполагать наличие существенного влияния на процесс каскадного гамма-распада возбуждений бозонного типа в области энергий его уровней по крайней мере ниже $\sim 0,5B_n$.

Очень существенное увеличение силовых функций вторичных гамма-переходов на уровни в области «ступенчатой» структуры является дополнительным подтверждением локального и сильного изменения свойств ядра в

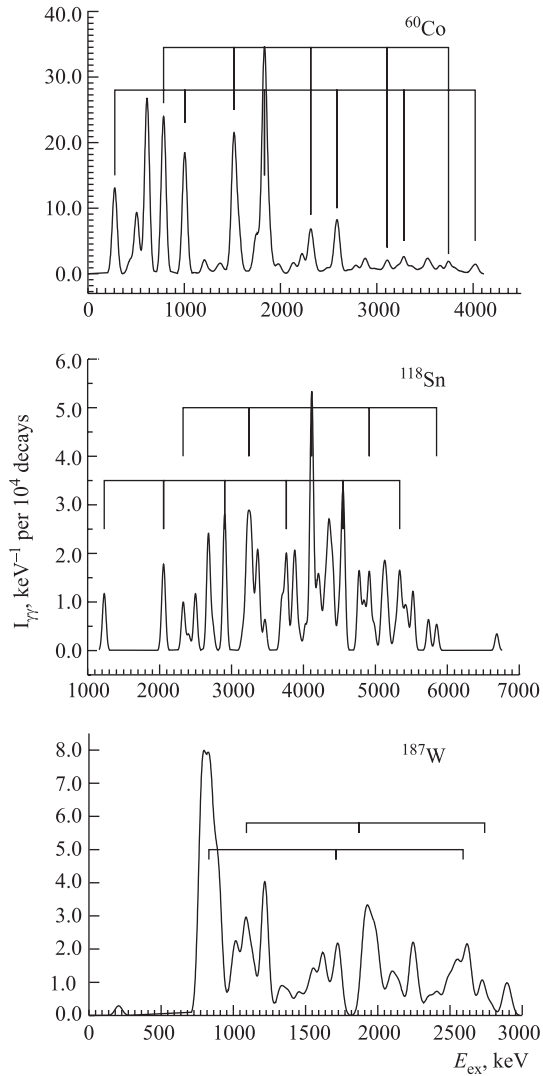


Рис. 6. Возможные «полосы» практически эквидистантных промежуточных уровней наиболее интенсивных каскадов и их мультиплетов. (Интенсивности наиболее сильных каскадов сглажены с помощью кривой Гаусса с параметром $\sigma = 50$ кэВ)

ограниченной области его возбуждений. А именно такое изменение внутренних свойств изучаемой системы — характерное свойство фазового перехода второго рода.

4.1. Нечетно-нечетное ядро ^{60}Co . Это единственное ядро с нечетным числом протонов и нейтронов, для которого имеющиеся данные по спектрам гамма-лучей позволили получить информацию о заселенности уровней

до энергии ~ 4 МэВ и для описания гамма-распада компаунд-состояния которого целесообразно использовать представления о радиационных силовых функциях и плотности уровней. Все три варианта расчета заселяемости дают несущественно различающиеся значения P . Но весьма значительная разность расчетных и экспериментальных значений $P - i_1$ для плотности уровней [2] явно исключает возможность использования модельных представлений невзаимодействующего ферми-газа для прецизионного описания каскадного гамма-распада легкого сферического нечетно-нечетного ядра. Тот же вывод прямо следует из данных рис. 3 и 4. Функция h , обеспечивающая наилучшее описание заселяемости, не имеет значений $\alpha > 0$ в этом, единственном из доступных в настоящий момент времени для ее определения, нечетно-нечетном ядре. Если этот результат не случаен, то можно сделать предположение о минимальном влиянии процесса разрыва куперовских пар на вероятность эмиссии вторичных гамма-переходов каскада по сравнению со случаями четного числа протонов и нейтронов в изучаемом ядре.

Весьма значительное превышение наилучших значений k над модельно предсказываемыми величинами (проявляющееся в той же степени и в других нечетно-нечетных ядрах) указывает на серьезное расхождение модельных представлений и эксперимента в указанных ядрах и на его, возможно, общую природу.

4.2. Четно-четное ядро ^{118}Sn . Заселяемость промежуточных уровней каскадов определена на основе имеющихся данных о четно-четных составных ядрах ^{74}Ge , ^{118}Sn , ^{184}W до энергии $E_{\text{возб}} > 4$ и до ≈ 3 МэВ — в ^{114}Cd , ^{124}Te , ^{150}Sm , $^{156,158}\text{Gd}$, ^{168}Er и ^{196}Pt . В трех первых ядрах наблюдается очень большое увеличение функции h в районе $E_{\text{возб}} \geq 4$ МэВ. Только таким образом обеспечивается существенное уменьшение расхождения между расчетными и экспериментальными распределениями $P - i_1$. В то же время в распределениях $P = f(E_{\text{возб}})$ остается нескомпенсированным заметное превышение экспериментальной заселяемости уровней над результатами всех модельных расчетов. Это расхождение — дополнительный аргумент в пользу справедливости сделанного выше предположения о существенном влиянии неспаренных нуклонов на среднюю вероятность эмиссии гамма-кванта ниже B_n . И неизбежного остающегося несовпадения условий расчета изучаемому явлению.

4.3. Четно-нечетное ядро ^{187}W . Имеющиеся данные по интенсивностям индивидуальных двухквантовых каскадов и спектров гамма-лучей радиационного захвата тепловых нейтронов позволили получить большую информацию о заселяемости уровней ^{181}Hf , $^{183,185,187}\text{W}$ и меньшую — для ^{165}Dy и ^{175}Yb . Во всех этих ядрах каскадную заселяемость $P - i_1$ невозможно воспроизвести без учета локальных пиков в функции h (в отличие от нечетно-нечетного ^{60}Co), но найденное значение α не столь велико, как в случаях четно-четных составных ядер.

5. НЕОБЪЯСНЕННЫЕ ЭФФЕКТЫ В КАСКАДНОМ γ -РАСПАДЕ

Вся совокупность данных и параметров процесса γ -распада, полученная при изучении двухквантовых каскадов, по-прежнему не дает полностью согласованной его картины. Так, не имеет объяснения различие плотности уровней, необходимой для воспроизведения экспериментальных значений $I_{\gamma\gamma}$, относительно ее оценки по методике [4] или ее модификации, предполагающей $R = k(E_\gamma, E_\lambda)/k(E_\gamma, E_i) \neq \text{const}$.

Разумеется, экстраполированное значение числа промежуточных уровней каскадов для нулевого значения порога их регистрации в форме двух энергетически разрешенных пиков может соответствовать эксперименту только при наличии условий, обеспечивающих возможность применения распределения Портера–Томаса [18] для описания [6] распределения случайных значений интенсивности первичных переходов в области их наименьших значений. Это предположение может быть ошибочным, например, в случае, если распределение слагаемых для амплитуды первичного перехода отличается от нормального распределения за счет избытка слагаемых одного знака.

Альтернативная возможность состоит в том, что первичные и/или вторичные гамма-переходы одной и той же мультипольности и практически одной и той же энергии флуктуируют относительно различных средних ширин. А их существенно различные средние значения определяются конкретной структурой возбуждаемого (распадающегося) промежуточного уровня каскадов. В таком случае естественной представляется гипотеза о сосуществовании в ядре двух различающихся по своим свойствам систем возбужденных его состояний, переходящих друг в друга при изменении энергии возбуждения ядра. Кандидатами на эту роль являются промежуточные уровни каскадов, волновые функции которых имеют доминирующие компоненты многоквaziчастичного или фононного типа.

Принципиальных препятствий для учета такой возможности в выражениях (2), (3) не имеется, но проверка такого предположения невозможна без получения дополнительной экспериментальной информации. Возможности такой проверки оцениваются в разд. 7.

6. ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ ВИД УСЛОЖНЕННОЙ МОДЕЛИ КАСКАДНОГО γ -РАСПАДА И ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЕЕ ПАРАМЕТРОВ

Совокупность накопленных к настоящему времени экспериментальных данных позволяет выдвинуть гипотезу о том, что модельные представления о процессе каскадного гамма-распада должны быть усложнены за счет более прямого и точного учета наличия в ядре сверхтекучей и обычной фаз. При этом возникают вопросы:

а) могут ли быть созданы новые модели плотности уровней и радиационных силовых функций на достигнутом в эксперименте уровне изучения процесса каскадного гамма-распада?

б) каким образом могут быть получены необходимые экспериментальные данные, требующиеся для параметризации такой модели?

Основные положения, которые могут стать базой для новых модельных представлений, это:

1) переход ядра из сверхтекучей фазы в обычную при повышении энергии его возбуждения происходит заметно ниже энергии связи нейтрона в некотором интервале ее изменения;

2) вероятности возбуждения уровней, волновая функция которых содержит как квазичастичные, так и вибрационные компоненты, зависит от соотношения их вклада в ее нормировку. В частности — от положения возбуждаемого уровня относительно энергии фазового перехода.

Малость спинов нейтронных резонансов позволяет для большинства деформированных ядер оставить открытым вопрос о возможном различии вероятностей возбуждения и распада уровней ротационных полос относительно аналогичных значений для головных состояний и на данном этапе не рассматривать влияние ротационного типа возбуждений на процесс каскадного гамма-распада. По крайней мере, при захвате медленных нейтронов четными мишенями.

Принципиальных проблем для учета первого положения, вероятно, не существует. Оно может быть учтено различными способами, включая простейшие. Это показывает попытка создания некоторого феноменологического варианта модели плотности уровней, предпринятая авторами [19]. Используя понятие теплоемкости ядерной материи и экстраполируя на ядро полученные из изучения сверхтекучести жидкого гелия представления о форме ее изменения при изменении энергии системы в области фазового перехода второго рода, они показали, что с помощью такой простейшей модификации можно модельно воспроизвести «ступенчатую» структуру в плотности уровней.

К сожалению, при этом требуют решения проблемы:

а) определения феноменологической зависимости ядерной теплоемкости для смеси нормальной и сверхтекучей фаз при наличии неспаренных нуклонов,

б) учета ожидаемой зависимости средних парциальных ширин гамма-переходов от энергии распадающегося и возбуждаемого уровней с различающейся структурой их волновых функций.

Синхронное увеличение сумм радиационных силовых функций и уменьшение плотности уровней (без чего не удастся воспроизвести в расчете зависимость интенсивности каскадов от энергии их промежуточного уровня) может означать необходимость учета связи этих ядерных параметров. В частности, комплекс накопленных [4] данных о плотности уровней и радиационных

силовых функциях каскадных гамма-переходов позволяет предполагать, что эти параметры могут зависеть от четности числа нуклонов в составном ядре (числа возбуждаемых квазичастиц). Это одно из потенциально возможных объяснений наблюдаемого [4] существенного различия абсолютных значений радиационных силовых функций для четно-четных и нечетно-нечетных ядер.

Еще одна нерешенная проблема в [19] состоит в необходимости прямого включения в модифицированный вариант модели ферми-газа плотности вибрационных уровней. Эта проблема нуждается в дополнительном анализе и в рамках обобщенной модели сверхтекучего ядра, поскольку в существующем варианте она не может воспроизвести интенсивности $I_{\gamma\gamma}$ для всех изученных ядер, скорее всего, из-за завышенной примерно в 2 раза энергии фазового перехода из сверхтекучего в обычное состояние. А также — в пересмотре ее представлений о термодинамических параметрах ядра ниже точки фазового перехода для меньшей энергии последнего.

Возможности усложнения модельных представлений о радиационной силовой функции для более точного анализа эксперимента существенно ограничиваются отсутствием достоверных данных об этом параметре процесса каскадного гамма-распада. Полученные в [4] значения $k(E1) + k(M1)$ имеют минимально возможное, хотя и реально неизвестное расхождение с искомой величиной для первичных переходов каскадов. Данные [5] позволяют предполагать, что сумма силовых функций E1- и M1-переходов при уменьшении энергии возбуждения ядра имеет менее сильную зависимость от энергии гамма-кванта, чем для первичных переходов распада нейтронного резонанса. Это замечание, вероятно, достаточно корректно для хорошо деформированных ядер, но может быть недостаточно точным для, например, сферических и переходных ядер области $A \sim 100$ и $A \sim 190$ соответственно.

Разумеется, остаются не выясненными в эксперименте вопросы о количестве разорванных куперовских пар при энергии возбуждения 3–4 МэВ для деформированного редкоземельного ядра, о влиянии фононных компонентов распадающегося уровня при энергии его возбуждения выше области предполагаемого фазового перехода и т. д.

Разработанные к настоящему времени методики изучения возбужденных состояний ядра с помощью двухквантовых каскадов [4, 6, 13] не имеют принципиальных ограничений на точность определения их параметров практически во всей области возбуждения промежуточных и конечных уровней, по крайней мере, при захвате тепловых нейтронов и нейтронов «фильтрованных» пучков стационарных ядерных реакторов. Но для получения более точных представлений о свойствах сложных ядер ниже энергии связи нейтрона и разработки новых феноменологических моделей ядра существующих методик эксперимента может оказаться недостаточно.

7. ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПРОВЕРКИ НОВЫХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ

Ближайшим вопросом, который требует экспериментального изучения, является прямое наблюдение усиленных вторичных гамма-переходов на уровне в районе «ступенчатых» структур.

Для прямого доказательства локального усиления радиационных силовых функций на уровне с энергией возбуждения порядка 3 МэВ четно-нечетного тяжелого деформированного ядра необходимо определить приведенную относительную вероятность гамма-переходов с вышележащих уровней в интервале энергии E_γ от нескольких сот кэВ до нескольких МэВ. Эту задачу невозможно решить средствами классической ядерной спектроскопии с использованием всех типов существующих детекторов и методик установления энергий возбужденных уровней и мод их распада.

Единственная реалистичная возможность ее решения — экспериментальное измерение распределений интенсивностей двухквантовых каскадов на все возможные их конечные уровни до энергии возбуждения порядка 3 МэВ и выше тяжелого деформированного четно-нечетного ядра. Для четно-четных и более легких сферических ядер энергия этих уровней должна несколько превышать 4–5 МэВ. При наборе полезной статистики в несколько тысяч событий для каждого спектра с $E_1 + E_2 = B_n - E_f = \text{const}$ некоторая доля вторичных гамма-переходов будет разрешена в этих спектрах в виде пар изолированных пиков. Используя отработанные к настоящему времени методики, из этих данных можно будет определить интенсивности вторичных индивидуальных гамма-переходов на уровне с $E_f \leq 3 - 4$ МэВ и тем самым получить набор значений приведенных вероятностей гамма-переходов, позволяющий прямо оценить ход энергетической зависимости силовых функций в интересующей нас области возбуждений.

Специфика наблюдаемой заселяемости уровней позволяет ожидать максимальный эффект в четно-четных ядрах и минимальный — в нечетно-нечетных.

Единственная причина, по которой такие спектры не были получены [20] к настоящему времени, состоит в том, что в спектрах сумм амплитуд совпадающих импульсов соответствующие пики со все уменьшающейся площадью появляются на все более возрастающей комптоновской подложке. Потенциальная возможность решения проблемы — это выделение случаев одновременного поглощения полной энергии трех последовательно испущенных квантов в виде пиков на основное и низколежащие состояния ядра в спектре сумм амплитуд трех совпадающих импульсов. Поскольку энергии вторичных переходов двухквантовых каскадов известны (и могут быть определены в этом же эксперименте), то оказывается вполне возможным получение из случаев регистрации спектрометром полной энергии трех последовательно испущенных

квантов распределений интенсивностей двухквантовых каскадов на конечные уровни с $E_f > 1$ МэВ.

Требуемый результат может быть достигнут при использовании детектирующих систем из минимум трех HPGe-детекторов или только пары таких спектрометров, но с обязательным подавлением комптоновской подложки. Экспериментальные данные, полученные в [20], позволяют сделать предварительную оценку необходимой степени подавления комптоновской подложки: не менее чем в 10 раз для каждого детектора. В том или другом варианте эффективность детекторов должна быть сопоставима с эффективностью детекторов современных «crystal-balls».

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проделанных к настоящему времени в Дубне, Риге и Ржеже экспериментов по изучению двухквантовых каскадов при захвате тепловых нейтронов и выполненного в ЛНФ ОИЯИ их анализа показывают, что разнообразные функционалы процесса каскадного гамма-распада ядер с высокой плотностью уровней невозможно воспроизвести в расчете с точностью современного эксперимента только в рамках существующих представлений о факторах, его определяющих. Совокупность имеющихся данных и их интерпретация указывают на необходимость развития и усложнения модельных представлений об этом процессе, используемых при анализе любого эксперимента в этой области ядерной физики низких энергий. Наиболее вероятное направление такой модификации — более точный учет в новых моделях ρ и k сосуществования в ядре возбуждений квазичастичного и фононного типа и влияния их взаимодействия на плотность уровней и вероятности гамма-распада вплоть до прямого использования представлений о существовании в ядре фазового перехода второго рода между сверхтекучим и обычным состояниями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Handbook for calculation of nuclear reaction data IAEA-TECDOC-1034. Vienna (1998).
2. *W. Dilg et al.* // Nucl. Phys. A. 1973. V. 217. P. 269.
3. *Е. М. Расстонин, М. И. Свирин, Г. Н. Смиренин* // ЯФ. 1990. Т. 52. С. 1258.
4. *Е. V. Vasilieva, А. М. Sukhovej, V. A. Khitrov* // Phys. of At. Nucl. 2001. V. 64(2). P. 153; *V. A. Khitrov, А. М. Sukhovej.* INDC(CCP)-435, Vienna 21 (2002); <http://arXiv.org/abs/nucl-ex/0110017>.

5. *A. M. Sukhovej, V. A. Khitrov, E. P. Grigor'ev*. INDC(CCP)-432, Vienna 115 (2002).
6. *A. M. Суховой, B. A. Хумпов* // ЯФ. 1999.V.62. P.24; *A.M.Sukhovej, V. A. Khitrov* // Phys. of At. Nucl. 1999. V.62(1). P.19.
7. *J. Honzatko, V. A. Khitrov, C. Panteleev, A. M. Sukhovej, I. Tomandl*. JINR Preprint E3-2003-88, Dubna, 2003; <http://arXiv.org/abs/nucl-ex/0305020>.
8. *V. A. Bondarenko, J. Honzátko, V. A. Khitrov, A. M. Sukhovej, I. Tomandl* // Proc. of the XI Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna, 28–31 May 2003. Dubna, 2003. P.73.
9. *M. Igashira et al.* // Nucl. Phys. A. 1986. V.457. P.301.
10. *M. A. Lone, R. A. Leavitt, D. A. Harrison* // Nuclear Data Tables. 1981. V.26(6) P.511.
11. <http://www-nds.iaea.org/pgaa/egaf.html>.
12. *G. L. Molnar et al.* // App. Rad. Isot. 2000. V.53. P.527.
13. *V. A. Khitrov, Li Chol, A. M. Sukhovej* // Proc. of the XI Intern. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, Dubna, 28–31 May 2003. Dubna, 2003. P.98.
14. *S. T. Boneva et al.* // Z. Phys. A. 1991. V.338. P.319;
S. T. Boneva et al. // Nucl. Phys. A. 1995. V.589. P.293.
15. *A. V. Ignatyuk, Yu. V. Sokolov* // Yad. Fiz. 1974. V.19. P.1229.
16. *S. F. Mughabghab, M. Davadeenom, N. E. Holden* Neutron Cross Sections, V. 1, part A. N.Y.: Academic Press, 1984.
17. *P. Axel* // Phys. Rev. 1962. V.126(2). P.671;
J. M. Blatt, V. F. Weisskopf. Theoretical Nuclear Physics. New York, 1952.
18. *C. F. Porter, R. G. Thomas* // Phys. Rev. 1956. V.104(2). P.483.
19. *A. M. Sukhovej, V. A. Khitrov* // Bulletin of the Russian Academy of Sciences, Physics. 1997. V.61(11). P.1611.
20. *V. A. Bondarenko, J. Honzatko, V. A. Khitrov, A. M. Sukhovej, I. Tomandl* // Fizika B. (Zagreb). 2002. V.11. P.201.

Получено 24 июня 2004 г.

Редактор *Е. В. Калининкова*

Подписано в печать 30.03.2004.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,6. Уч.-изд. л. 2,33. Тираж 305 экз. Заказ № 545.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/